ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 23 SEPTEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. Léon BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Paul Montel** signale à l'Académie la présence de MM. **Miron Nicolesco**, Membre titulaire, et **Nicolas Theodoresco**, Membre correspondant à l'Académie Roumaine. M. le Président leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

PHYSIQUE CORPUSCULAIRE. — *Observation d'une asymétrie dans la distribution angulaire de la désintégration* $\pi \to \mu$. Note (*) de MM. **Horia Hulubei**, **Josef Ausländer**, **Elena Balea**, **Erwin Friedländer**, **Serban Titeica** et **Tiberiu Visky**.

Un paquet d'émulsions nucléaires sensibles aux particules relativistes (NIKFI type R, 400 μ d'épaisseur, surface totale 2 700 cm^2), exposé au faisceau de mésons π^+ du synchrocyclotron de 6 m de l'Institut Unifié de Recherches nucléaires, Doubna, a été exploré à l'Institut de Physique atomique de Bucarest en vue d'une étude de la non-conservation de parité. Les résultats concernant la désintégration $\mu \to e$, objet initial de nos recherches, seront publiés dans une autre Note, car ils soulèvent des discussions sur les perturbations introduites par la présence d'un champ magnétique parasitaire d'environ 10 Oe.

La Note de MM. F. Bruin et N. Bruin [1] a suggéré la possibilité d'une anisotropie des mésons μ par rapport à la direction de mouvement du π générateur. Les résultats mentionnés — comme nous le montrerons ci-dessous — ne peuvent pas, il nous semble, être considérés comme concluants du point de vue statistique. Nous avons donc retenu de notre matériel les résultats sur la désintégration $\pi \to \mu$, résultats que nous présentons aujourd'hui.

Les données dont nous disposons, pour le moment, nous permettent une classification des désintégrations $\pi \to \mu$ au repos, en deux groupes, caractérisés l'un par un cosinus négatif et l'autre par un cosinus positif de l'angle projeté,

formé par la direction d'émission du méson μ et la direction de mouvement du méson π en fin de parcours. Notons par N^- et N^+ le nombre d'événements appartenant à ces deux groupes, et définissons un coefficient d'asymétrie :

$$b = 2\frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}, \tag{1}$$

dont la déviation standard est donnée par

$$\sigma_b = \frac{4\sqrt{N^+ N^-}}{(N^+ + N^-)^{\frac{3}{2}}}. \tag{2}$$

Les désintégrations $\pi—\mu—e$ étaient pratiquement les seuls événements présents dans nos émulsions; nous considérons donc comme négligeables les erreurs systématiques introduites par une éventuelle préférence des observateurs. L'absence d'une telle préférence semble être confirmée par l'opération suivante : nous avons compté le nombre de mésons μ qui sortent de l'émulsion, et nous avons trouvé que 1 311 terminent leurs parcours dans le verre et 1 347 dans l'air.

Les résultats concernant N^+ et N^- sont groupés dans le tableau qui montre clairement une asymétrie favorisant l'émission « arrière », pour chaque groupe d'observations à part.

Nombre total d'événements : 3 595.

(Les groupes individuels dans lesquels l'effet (b) dépasse le triple de la déviation standard ont été marqués par un astérisque.)

Groupe.	N^+.	N^-.	Le coefficient d'asymétrie b.
1	95	213	$-(0,766 \pm 0,105)$ (*)
2	148	205	$-(0,323 \pm 0,105)$ (*)
3	120	143	$-(0,175 \pm 0,123)$
4	123	141	$-(0,136 \pm 0,123)$
5	65	116	$-(0,564 \pm 0,143)$ (*)
6	17	33	$-(0,640 \pm 0,268)$
7	46	105	$-(0,782 \pm 0,152)$ (*)
8	105	187	$-(0,562 \pm 0,112)$ (*)
9	241	810	$-(0,250 \pm 0,085)$
10	178	295	$-(0,495 \pm 0,089)$ (*)
11	258	451	$-(0,545 \pm 0,072)$ (*)
TOTAL...	1 396	2 199	

De ces données on déduit

$$b = -(0,447 \pm 0,032) \quad (^2). \tag{3}$$

On voit donc que l'effet d'asymétrie qui résulte de nos observations dépasse 14 déviations standard et peut donc être ainsi considéré comme très significatif.

Pourvu que nos résultats ne soient pas déformés par un effet parasitaire

caché, l'asymétrie observée implique avec nécessité une anisotropie de la désintégration $\pi - \mu$.

Remarquons que cette conclusion n'est pas affectée par le fait que nos mesures ont trait à l'angle projeté et non à l'angle spatial. En effet on peut montrer que dans le cas d'une distribution des angles spatiaux en $(1 + a \cos \varphi)$, le coefficient b, défini plus haut pour les angles projetés, est égal au coefficient a. Pour le cas d'isotropie, $a = 0$, ce qui impliquerait $b = 0$, résultat contraire aux données de nos expériences. De même le fait que nous avons utilisé un procédé différent de celui adopté par Bruin et Bruin [1], c'est-à-dire que nos mesures se rapportent à la direction du π en fin de parcours et non à la direction de la portion rapide de sa trace, ne pourrait avoir aucune influence, en cas d'isotropie.

On peut donc affirmer que, tout au moins pour notre ensemble de ~ 3600 désintégrations $\pi - \mu$, la distribution angulaire n'est pas isotropique.

M. M. A. A. Sidorov et N. P. Bogatchev de l'Institut Unifié ont exposé et développé avec soin les émulsions. A l'exploration des plaques ont pris part : MM. C. Beşliu et M. Oncesco de l'Université de Bucarest, M. D. Anghelesco et M[lles] S. Loga, A. Moscovici et A. Vogel de l'Institut Polytechnique de Bucarest. Nos aides de laboratoire, M[lles] V. Dumitresco, A. Serban et E. Uroşeviţeano de l'Institut de Physique atomique ont également participé à ces travaux.

(*) Séance du 5 août 1957.

(1) *Physica*, 23, 1957, p. 551.

(2) Des données de Bruin et Bruin (1) on déduit aisément la valeur $b = -(0,1 \pm 0,1)$; l'effet, on le voit, ne dépasse pas même une déviation standard.

(*Institut de Physique atomique; Magurele, Bucarest, Roumanie.*)

LECTURES.

M. **P.-P. Grassé** s'excuse de ce qu'il sera empêché de prendre la parole au nom de l'Académie au cours de la séance anniversaire de l'Institut le 25 octobre. M. **Jean Piveteau** est désigné pour le remplacer.

DÉSIGNATIONS.

MM. **Louis de Broglie**, **Albert Caquot**, **Paul Lebeau** et **Frédéric Joliot**, sont désignés pour représenter l'Académie aux cérémonies qui auront lieu du 5 au 7 octobre 1957 pour commémorer le **75e anniversaire de la fondation de l'École Supérieure de Physique et de Chimie industrielles de la ville de Paris**.

M. **Henri Gaussen**, Correspondant de l'Académie des sciences et MM. **Francis Bugnicourt**, **Georges Condominas**, **L.-Ch. Damais**, **Bernard-Philippe Groslier**, **Pierre-Bernard Lafont** et **Bui Quan Tung**, sont adjoints à MM. **Roger Heim** et **P.-P. Grassé**, précédemment désignés, pour former la délégation française au **9e Congrès Scientifique du Pacifique**, qui se tiendra à Bangkok du 18 novembre au 9 décembre 1957.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée de la réunion à Lisbonne, du 5 au 13 septembre 1958, des **VIes Congrès internationaux de Médecine Tropicale et du Paludisme.**

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° La théorie harmonique. Tome III, *Psychologie*, par André Lamouche.

2° Ministère de la France d'Outre-Mer. Inspection générale des Mines et de la Géologie. N° 1, *Centre géologique. Notes et travaux.*

3° Reports of the Swedish deep-sea expedition 1947-1948; Vol. I, *The ship, its equipment, and the voyage;* Vol. II, fasc. 3, *Zoology;* Vol. VI, *Sediment Cores from the West Pacific;* Vol. IX, fasc. 1, *Sediment Cores from the Indian Ocean.*

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Les ensembles récursivement ouverts ou fermés, et leurs applications à l'analyse récursive.* Note de M. **Daniel Lacombe**, présentée par M. René Garnier.

Définition des ensembles récursivement ouverts et des ensembles récursivement fermés. Propriétés de ces ensembles. Équivalence entre la notion d'ensemble récursivement fermé (non vide) et la notion d'« ensemble des abscisses où une fonction réelle récursive prend sa valeur maximum ». Démonstration de deux résultats (l'un dû à Grzegorczyk, l'autre énoncé dans une Note précédente) relatifs à cette dernière notion.

1. *Notations.* — Nous désignerons par $\mathbf{Q}$ l'ensemble des nombres rationnels, par $\mathbf{R}$ l'ensemble des nombres réels, par $\mathbf{S}$ le segment réel $[0,1]$, et par $\mathbf{\Omega}$ l'ensemble des intervalles ouverts de $\mathbf{S}$ à extrémités rationnelles (1). $\mathbf{Q}$ et $\mathbf{\Omega}$ sont supposés munis chacun d'une numérotation biunivoque et récursive.

Soit E un sous-ensemble quelconque de $\mathbf{S}$. Nous désignerons par $\mathbf{Int}(E)$ le sous-ensemble de $\mathbf{\Omega}$ ainsi défini : $\omega \in \mathbf{Int}(E) \rightleftharpoons \overline{\omega} \subset E$ ($\overline{\omega}$ étant l'adhérence de ω).

Soit f une application continue de $\mathbf{S}$ dans $\mathbf{R}$. Nous désignerons par $\mathbf{Max}(f)$ l'ensemble constitué par les abscisses des maximums absolus de f :

$$x \in \mathbf{Max}(f) \rightleftharpoons (t)\{t \in \mathbf{S} \to [f(t) \leq f(x)]\}.$$

2. *Définitions.* — Soit E un sous-ensemble de $\mathbf{S}$. Nous dirons que E est *récursivement ouvert* s'il existe un sous-ensemble récursivement énumérable Φ de $\mathbf{\Omega}$ (les éléments de Φ pouvant éventuellement empiéter) tel qu'on ait $E = \bigcup_{\omega \in \Phi} \omega$.

Un sous-ensemble de $\mathbf{S}$ sera dit *récursivement fermé* si son complémentaire par rapport à $\mathbf{S}$ est récursivement ouvert.

3. On démontre sans peine les trois théorèmes suivants :

Théorème I. — *Si E est récursivement ouvert, il existe un sous-ensemble récursif* (et non pas seulement récursivement énumérable) Ψ *de* $\mathbf{\Omega}$ *tel qu'on ait* $E = \bigcup_{\omega \in \Psi} \omega$.

Théorème II. — *L'intersection de deux ensembles récursivement ouverts est un ensemble récursivement ouvert.*

Théorème III. — *La réunion d'une suite récursive d'ensembles récursivement ouverts est un ensemble récursivement ouvert.*

4. Théorème IV. — *Soit E un sous-ensemble ouvert de* $\mathbf{S}$. *Pour que E soit récursivement ouvert, il faut et il suffit que* $\mathbf{Int}(E)$ *soit récursivement énumérable.*

Démonstration. — La condition est suffisante, car on a $E = \bigcup_{\omega \in \mathbf{Int}(E)} \omega$. La condition est nécessaire; en effet, soit Φ le sous-ensemble récursivement énumérable de $\mathbf{\Omega}$ qui définit E; d'après le théorème de Borel-Lebesgue, si $\bar{\alpha} \subset E$ il existe un sous-ensemble fini Ψ de Φ tel qu'on ait $\bar{\alpha} \subset \bigcup_{\omega \in \Psi} \omega$.

5. Théorème V. — *Tout point isolé d'un ensemble récursivement fermé est récursif* ([2]).

Démonstration. — Soit F un sous-ensemble récursivement fermé de $\mathbf{S}$, et soit E son complémentaire. Soit x un nombre réel, et soient a, b, deux nombres rationnels, tels qu'on ait : $x \in F$; $[a, x[\subset E$; $]x, b] \subset E$.

Pour un élément q quelconque de $\mathbf{Q}$, on a alors :

$$q < x \rightleftharpoons [q \leq a \quad ou \quad]a, q[\in \mathbf{Int}(E)];$$
$$q > x \rightleftharpoons [q \geq b \quad ou \quad]q, b[\in \mathbf{Int}(E)].$$

Les ensembles $\mathbf{Q} \cap]-\infty, x[$ et $\mathbf{Q} \cap]x, +\infty[$ sont donc récursivement énumérables. Et par conséquent x est récursif.

6. Lemme. — *Soit f une fonction réelle récursive de p variables. Soit M le sous-ensemble de* $\mathbf{Q}^p$ (*ou de* $\mathbf{Q}^p \cap \mathbf{S}^p$ *si f n'est définie que sur* $\mathbf{S}^p$) *ainsi défini :* $(q_1, \ldots, q_p) \in M \rightleftharpoons f(q_1, \ldots, q_p) < 0$. *Alors M est récursivement énumérable.*

La démonstration est immédiate à partir de la définition des nombres réels récursifs et des fonctions réelles récursives.

THÉORÈME VI. — *Si f est une fonction réelle récursive définie sur* **S**, *l'ensemble* **Max**(f) *est récursivement fermé.*

Démonstration. — Posons $g(x, y) = max\{f(t)\}_{x \leq t \leq y} - max.\{f(t)\}_{t \in \mathbf{S}}$. On sait que cette fonction g est récursive ([3]).

Soit E le complémentaire de **Max**(f). On a : $]q, q'[\in \mathbf{Int}(E) \rightleftharpoons g(q, q') < 0$.

Il ne reste plus qu'à appliquer le lemme et le théorème IV.

7. THÉORÈME VII. — *Soit F un sous-ensemble récursivement fermé non vide de* **S**. *Il existe une fonction réelle récursive f définie sur* **S** *telle qu'on ait* $F = \mathbf{Max}(f)$.

Démonstration. — Soit E le complémentaire de F. Par hypothèse, il existe une suite récursive (ω_n) d'éléments de $\mathbf{\Omega}$ telle qu'on ait $E = \bigcup_{0 \leq n < \infty} \omega_n$. Soit $\omega_n =]a_n, b_n[$.

Considérons la fonction réelle f_n définie sur **S** de la manière suivante : pour $x \notin]a_n, b_n[$, $f_n(x) = 2^{-n}$; pour $x = (a_n + b_n)/2$, $f_n(x) = 0$; f_n est linéaire sur $[a_n, (a_n + b_n)/2]$ et sur $[a_n + b_n)/2, b_n]$.

Posons $f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(x)$. La série (f_n) étant récursive et récursivement convergente, la fonction f_n est récursive ([4]). Or on a :

$$x \in F \rightleftharpoons f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} 2^{-n} = 2; \qquad x \in E \rightleftharpoons f(x) < 2.$$

Comme $F \neq \emptyset$ par hypothèse, on a bien $F = \mathbf{Max}(f)$.

8. S. C. Kleene a démontré le théorème suivant ([5]) :

THÉORÈME VIII. — *Il existe un sous-ensemble récursivement ouvert de* **S** *qui contient tous les nombres réels récursifs de* **S** *mais qui n'est pas identique à* **S**.

9. Des théorèmes V et VI, on déduit un résultat classique sur les maximums isolés d'une fonction réelle récursive ([6]).

Des théorèmes VII et VIII, on déduit l'existence d'une fonction réelle récursive (définie sur **S**) dont le maximum n'est atteint pour aucune abscisse récursive [résultat annoncé dans une Note précédente ([7])].

([1]) Il s'agit d'intervalles *ouverts sur* **S**. Nous conviendrons donc que, pour $q \in \mathbf{Q} \cap \mathbf{S}$, on a $[0, q[\in \mathbf{\Omega}$ et $]q, 1] \in \mathbf{\Omega}$.

([2]) Ce résultat est manifestement lié à la compacité locale de **S**. Un exemple contraire est fourni par l'espace **C** des fonctions continues définies sur **S** et à valeurs dans **R** (avec la topologie de la convergence uniforme). **C** étant muni d'une base d'ouverts canonique et canoniquement numérotée, on peut en effet définir un sous-ensemble récursivement fermé de **C** réduit à un seul élément, cet élément n'étant pas récursif. Des exemples contraires analogues ont été construits sur l'espace $\mathbf{N}^{\mathbf{N}}$ par Addison, Grzegorczyk, Kreisel, Kuznecov, Myhill.

(3) A. Grzegorczyk, *Fund Math.*, 42, n° 1, 1955, p. 168-202; D. Lacombe, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 151, § 25, th. IX.

(4) *Cf.* D. Lacombe, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 838, § 4, th. II.

(5) S. C. Kleene, *Proc. Int. Congress of Math.*, 1, 1950, p. 679. Le théorème VIII est une conséquence immédiate de la dernière partie de cet article.

(6) Grzegorczyk, *loc. cit.*, p. 196, th. 4.

(7) D. Lacombe, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1250, § 9.

(*Institut H. Poincaré*, 11, *rue P.-Curie*, *Paris*, 5e.)

THERMOÉLASTICITÉ. — *Sur l'application d'une méthode de transposition globale à l'étude des vibrations thermoélastiques des structures.* Note de M. **Robert Mazet**, présentée par M. Maurice Roy.

Soit une structure élastique dont un certain nombre de points A sont encastrés dans un bâti fixe, les autres ne pouvant participer qu'à de petites déformations au cours desquelles ils se déplacent dans une même direction Δ. Les points A sont maintenus à la température constante Θ_0^*, tandis que d'autres points B (constituant le « revêtement extérieur ») sont assujettis à la condition $Q_B = \mathcal{F}(\Theta_B)$, Θ_B étant la température et Q_B le flux unitaire de chaleur apporté de l'extérieur par convection (le reste de la structure est supposé thermiquement isolé). La structure peut être en outre soumise aux points B à des charges constantes parallèles à Δ.

On se propose d'étudier ses vibrations libres autour de son état d'équilibre. Toute viscosité interne est négligée.

La méthode consiste à étendre la validité de relations écrites dans un cas particulier en symboles matriciels indépendants de la forme de la structure choisie. Ici, le problème est simplement posé pour une barre droite encastrée en A, libre en B, ne pouvant se déformer que suivant son axe. Si l'on néglige tout effet de couplage thermique (barre de conductivité infinie), il est bien connu que l'on peut définir la solution de ce problème comme limite d'une suite d'approximations dites des « masses concentrées ». L'étude de la barre envisagée comme un système thermo-mécanique peut se conduire de la même façon en associant au paramètre X_i, abscisse de chaque masse concentrée M_i, un nouveau paramètre Θ_i mesurant sa température absolue.

Si l'on désigne par x_i, θ_i les variations des variables X_i, Θ_i autour de leurs valeurs d'équilibre X_i^*, Θ_i^* (le dernier indice n correspondant au point B), les équations de la vibration libre s'écrivent, en notation matricielle,

$$(1)\qquad \begin{cases} \mathbf{M}x'' + \mathbf{K}x + \boldsymbol{\xi}\theta = 0, \\ -\boldsymbol{\Theta}^*\boldsymbol{\xi}x' + \mathbf{c}\theta' + \boldsymbol{\delta}\theta = 0, \end{cases}$$

avec

$$\mathbf{M}=\begin{bmatrix} M_1 & 0 & \dots \\ 0 & M_2 & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}, \qquad \mathbf{K}=\begin{bmatrix} K_{01}+K_{12} & -K_{12} & \dots \\ -K_{12} & K_{12}+K_{23} & \dots \\ \dots\dots & \dots\dots & \dots \end{bmatrix},$$

$$\boldsymbol{\xi}=\begin{bmatrix} \frac{1}{2}(\xi_{12}-\xi_{01}) & \frac{1}{2}\xi_{12} & \dots \\ -\frac{1}{2}\xi_{12} & \frac{1}{2}(\xi_{23}-\xi_{12}) & \dots \\ \dots\dots & \dots\dots & \dots \end{bmatrix}, \qquad \boldsymbol{\Theta}^{\star}=\begin{bmatrix} \Theta_1^{\star} & 0 & \dots \\ 0 & \Theta_2^{\star} & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{c}=\begin{bmatrix} c_1 & 0 & \dots \\ 0 & c_2 & \dots \\ \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}, \qquad \boldsymbol{\delta}=\begin{bmatrix} \delta_{01}+\delta_{12} & -\delta_{12} & \dots\dots \\ -\delta_{12} & \delta_{11}+\delta_{23} & \dots\dots, \\ \dots\dots & \dots\dots & \delta_{n-1,n}+h \end{bmatrix}.$$

[Le tronçon $(i-1, i)$ a pour longueur naturelle $l_{i-1,i}$, pour raideur $K_{i-1,i}$, pour conductivité $\delta_{i-1,i}$, toutes trois fonctions supposées de $\Theta_{i-1,i}=1/2(\Theta_{i-1}+\Theta_i)$; $\xi_{i-1,i}=[\partial(K_{i-1,i}l_{i-1,i})/\partial\Theta_{i-1,i}]-(\partial K_{i-1,i}/\partial\Theta_{i-1,i})(X_i-X_{i-1})$; la masse M_i a pour chaleur spécifique à volume constant $c_i(\Theta_i)$; $h=-(\partial Q_B/\partial\Theta_B)>0$; les valeurs de tous les coefficients sont celles de l'état d'équilibre $X_i^{\star}$, $\Theta_i^{\star}$.]

Parmi les matrices figurant dans (1), les unes $\mathbf{M}$, $\boldsymbol{\Theta}^{\star}$, $\mathbf{c}$ sont diagonales et leurs éléments définis pour chaque masse partielle; les autres $\mathbf{K}$, $\boldsymbol{\xi}$, $\boldsymbol{\delta}$ sont pleines, mais leurs éléments peuvent se déduire de *coefficients d'influence généralisés* représentant les valeurs x, θ d'équilibre sous des charges unitaires et des flux de chaleur unitaires appliqués isolément aux points de concentration.

Désignons par $\boldsymbol{\alpha}$ une matrice telle que $\bar{\boldsymbol{\alpha}}\mathbf{M}\boldsymbol{\alpha}=\boldsymbol{\mu}$ et $\bar{\boldsymbol{\alpha}}[\mathbf{K}+\boldsymbol{\xi}(\boldsymbol{\Theta}^{\star}/\mathbf{c})\bar{\boldsymbol{\xi}}]\boldsymbol{\alpha}=\boldsymbol{\gamma}$ soient simultanément diagonales ($\boldsymbol{\alpha}$ définit les *formes propres de vibration à fréquence non nulle* dans l'hypothèse $\boldsymbol{\delta}=0$ où aucune transmission thermique ne se produit). Si l'on effectue le changement de variables

$$x=r, \qquad \theta=\frac{\boldsymbol{\Theta}^{\star}}{\mathbf{c}}\boldsymbol{\xi}(r+s),$$

le système (1) devient

$$(2) \qquad \begin{cases} \boldsymbol{\mu}r''+\boldsymbol{\gamma}r+\mathbf{d}s=0, \\ \mathbf{d}(r+s)+\mathbf{e}s'=0, \end{cases}$$

avec

$$\mathbf{d}=\bar{\boldsymbol{\alpha}}\boldsymbol{\xi}\frac{\boldsymbol{\Theta}^{\star}}{\mathbf{c}}\bar{\boldsymbol{\xi}}\boldsymbol{\alpha}, \qquad \mathbf{e}=\bar{\boldsymbol{\alpha}}\boldsymbol{\xi}\boldsymbol{\delta}^{-1}\boldsymbol{\Theta}^{\star}\bar{\boldsymbol{\xi}}\boldsymbol{\alpha}.$$

Dans le système (2), tous les symboles ont une signification indépendante du stade de l'approximation et de la forme de la structure considérée. La validité de ce système s'étend donc à une structure élastique quelconque dès que l'on attribue aux éléments des matrices les valeurs relatives au nouveau cas, les unes calculées aux points de concentration, les autres déduites des coefficients d'influence généralisés dont il est question plus haut ou d'essais de vibration.

On voit immédiatement sur (2) qu'il existe un potentiel thermoélastique V et une fonction de dissipation D :

$$V = \frac{1}{2}\overline{(r, s)}\begin{bmatrix} \boldsymbol{\gamma} & \mathbf{d} \\ \mathbf{d} & \mathbf{d} \end{bmatrix}(r, s), \qquad D = \frac{1}{2}\bar{s}'\mathbf{e}s'.$$

Ce résultat généralise une proposition établie en 1955 par M. A. Biot pour le cas particulier où l'état d'équilibre est isotherme ($\Theta^\star_B = \Theta^\star_0$) ([1]).

On voit d'autre part que, dans le système de variables (r, s), l'effet thermoélastique, représenté par **d**, agit de deux façons : *a.* en augmentant les raideurs apparentes du système vibrant classique ($\bar{\boldsymbol{\alpha}}\mathbf{K}\boldsymbol{\alpha}$ remplacé par $\boldsymbol{\gamma}$); *b.* en couplant ce système à un système auxiliaire du premier ordre par un couplage du type « élastique ». L'effet global de *résistance à la transmission thermique* (conduction et convection), représenté par **e**, applique au système auxiliaire un amortissement d'autant plus brutal que les coefficients de conduction δ_{ij} et de convection h sont moins élevés. Le système, généralement dissipatif, devient conservatif dans les deux cas extrêmes : $\mathbf{e} = 0$ (système classique), $\mathbf{e} = \infty$ (système adiabatique) ([2]).

([1]) M. A. Biot, *Phys. Rev.*, 97, 1955, p. 1464 et *J. Appl. Phys.*, 27, 1956, p. 244.

([2]) *Cf.* Y. Rocard, *Dynamique générale des vibrations*, Paris, 1943, p. 34 et C. Zener, *Elasticity and Anelasticity of Metals*, Chicago, 1948.

MÉCANIQUE PHYSIQUE. — *Remarques sur les lois du fluage.*

Note (*) de M. Charles Crussard, présentée par M. Pierre Chevenard.

Au début d'un essai de fluage sous charge constante, après un allongement instantané, on observe d'abord un fluage dit « primaire », où la vitesse va en décroissant. C'est ce stade du fluage que nous allons étudier du point de vue expérimental et théorique.

Divers auteurs ont établi expérimentalement que le fluage primaire suit une loi parabolique reliant l'allongement ε au temps t :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + at^m \qquad (m < 1). \tag{1}$$

Andrade fut le premier à proposer une formule de ce genre ([1]) mais avec une valeur particulière de l'exposant $m = 1/3$. Cette « loi d'Andrade » fut vérifiée par divers chercheurs, mais avec des méthodes qui appellent des réserves : la vérification de la loi (1) semble facile, si l'on se contente de mesurer ε_0 sur la courbe enregistrée, ce que font la plupart des auteurs. C'est là que s'introduit l'erreur : car, outre la difficulté de situer l'origine d'une courbe à tangente verticale ou presque, la mise en charge elle-même peut introduire des perturbations dans le début du fluage ([2]). Toute vérification de

loi (1) qui tient compte de l'origine de la courbe doit donc être considérée comme suspecte.

Une méthode correcte consiste à ne pas faire intervenir l'origine des allongements de fluage, et à analyser la suite de la courbe par une méthode différentielle : mesure de pente, ou méthode aux différences finies, telle que celle utilisée par J. de Lacombe ([3]).

C'est ce que nous avons fait pour divers matériaux. On s'aperçoit alors que le fluage primaire suit bien une loi du type (1), mais avec des valeurs de m s'écartant, souvent notablement, de la valeur 1/3 proposée par Andrade. On trouve pour m des valeurs variées :

Matériau.	Valeurs de m.
Verre (pyrex)	de 0,40 à 0,69
Rhodoïde	de 0,29 à 0,58
Aluminium	de 0,35 à 0,65
Magnésium	de 0,3 à 0,85
Aciers [d'après ([3])]	de 0,31 à 0,48

On a plutôt l'impression d'un groupement assez lâche des valeurs de m autour de 0,5, avec une tendance vers des valeurs plus basses (0,35 à 0,45) pour les métaux, aux températures peu élevées et aux charges assez fortes.

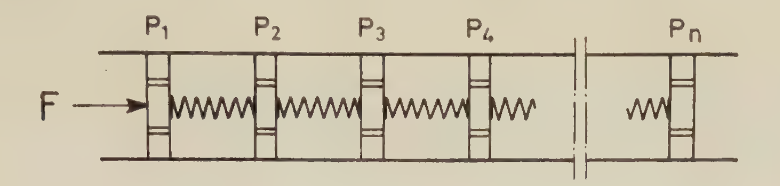
Cherchons un modèle rhéologique capable d'expliquer ce comportement.

L'acte élémentaire du fluage est presque toujours un glissement, plus ou moins localisé. Un modèle classique consiste en un certain nombre de *centres de glissements* indépendants, assimilables à des solides de Kelvin-Voigt, où la vitesse décroît exponentiellement en fonction du temps. La superposition de ces glissements élémentaires produit la déformation totale; si le temps de relaxation varie d'un centre de glissement à l'autre, cette sommation fait intervenir une *fonction de répartition*. Il est aisé de voir que mathématiquement parlant, on peut toujours, grâce à la transformation de Laplace, trouver une fonction de répartition telle que la somme reproduise une loi du type (1). Nous avions fait une tentative de ce genre ([4]), reprise plus tard par P. Feltham ([5]).

Mais une théorie de ce genre se heurte à de fortes objections : comme l'exposant m varie avec la charge et la température, il faudrait qu'il en soit de même de la fonction de répartition; d'autre part, dans les métaux au moins, on sait que les dislocations, responsables des glissements élémentaires, ont entre elles de fortes *interactions*, en sorte que l'hypothèse des glissements indépendants n'y est pas valable.

Nous allons donc nous écarter des modèles classiques pour introduire des interactions, par un mode de couplage très simple : imaginons un tube cylindrique plein d'un liquide visqueux newtonien, où se déplacent n pistons amortisseurs, P_1, P_2, ..., P_n percés de trous fins reliés entre eux par des ressorts

identiques de constante élastique C (*fig.* 1). La vitesse de déplacement v_K du piston P_K, est proportionnelle à l'effort supporté par le piston, différence entre



les tensions f des ressorts contigus,

$$v_K = \frac{1}{R}(f_K - f_{K-1}), \tag{2}$$

cependant que la tension de chaque ressort (supposé détendu à l'instant initial) est proportionnelle à la différence des déplacements entre les pistons contigus.

$$f_K = \frac{1}{C}\int_0^t (v_{K+1} - v_K)\,dt. \tag{3}$$

Des équations (2) et (3) on tire l'équation de récurrence des vitesses, qui traduit le *couplage* entre les pistons successifs.

$$RC\,v_K = \int_0^t v_{K-1}\,dt + \int_0^t v_{K+1}\,dt - 2\int_0^t v_K\,dt. \tag{4}$$

Cette équation suggère une analogie électrique, où les constantes R et C correspondraient à des résistances et à des capacités, et où les vitesses v et les tensions f seraient représentées par des intensités et des potentiels. Si l'on applique au temps $t = 0$ une force constante F, on peut calculer par le calcul symbolique le déplacement du premier piston. On trouve ainsi que sa vitesse suit la loi

$$v_1(t) = \frac{F}{nR} + \frac{2F}{nR}\sum_{k=1}^{k=n-1}\left[\sin^2\left(\frac{k\pi}{2n}\right)e^{-2\left(1-\cos\frac{k\pi}{n}\right)\frac{t}{RC}}\right] \tag{5}$$

qui, pour n grand, tend vers la forme

$$v_1(t) \simeq \frac{F}{R}e^{-\frac{2t}{RC}}\left[I_0\left(\frac{2t}{RC}\right) + I_1\left(\frac{2t}{RC}\right)\right], \tag{6}$$

où les fonctions I représentent des *fonctions de Bessel modifiées*; d'après les propriétés connues de ces fonctions, pour $t > RC$, v_1 se comporte sensiblement comme $t^{-1/2}$, ce qui, pour le déplacement du premier piston donne

$$\varepsilon \simeq \text{const.}\, t^{0.5}. \tag{7}$$

Il est facile, surtout dans le cas des verres, de trouver des modèles physiques

de glissements couplés, dans lesquels l'expression (7) corresponde à la déformation de fluage. On ne peut manquer d'être frappé par l'analogie entre cette loi et certains résultats expérimentaux cités au début de cette Note. L'analogie se poursuit plus loin, si l'on introduit quelques modifications dans le modèle simple que nous avons employé, pour l'adapter aux phénomènes physiques produisant le fluage. Par exemple le nombre de pistons, n, peut être assez petit; ou bien la résistance du dernier amortisseur P_n peut être différente de celle des autres, ou même infinie (dernier piston fixe); on peut aussi supposer un frottement solide entre les pistons et le tube. La mise en équation de tous ces modèles conduit à des sommes d'exponentielles ou de fonctions de Bessel modifiées, qui, dans un intervalle de temps étendu, se comportent comme une fonction puissance du type (1) avec des exposants m variés, mais < 1.

Le caractère parabolique de la loi de fluage (1) apparaît ainsi comme une approximation de la solution d'un système d'équations différentielles.

(*) Séance du 24 juin 1957.

(1) E. N. C. da Andrade, *Proc. Roy. Soc.*, A 84, 1910, p. 1.

(2) C. Crussard, *Rev. Métallurgie*, 42, 1945, p. 286 et 321.

(3) *Rev. Métallurgie*, 36, 1939, p. 178.

(4) C. Crussard, *Rev. Métallurgie*, 41, 1944, p. 45.

(5) *British J. Appl. Phys.*, 6, 1955, p. 26.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Identité de la température de spin et de la température thermodynamique*. Note (*) de MM. **Anatole Abragam** et **Warren Proctor**, présentée par M. Louis Leprince-Ringuet.

Nous avons fait une expérience destinée à prouver l'identité de la température thermodynamique et de la température de spin, telle qu'elle est définie dans certaines expériences de résonance magnétique.

Principe. — Pound (1) avait fait sur un cristal de fluorure de lithium l'expérience suivante : après avoir polarisé dans un champ élevé les spins nucléaires de ^{7}Li de l'échantillon il retirait rapidement celui-ci hors de l'entrefer de l'aimant dans un champ pratiquement nul puis le replaçait dans l'entrefer, le tout en un temps très court par rapport au temps de relaxation spin-réseau T_1 de ^{7}Li, de l'ordre de 5 mn dans un champ élevé, à 300° K. Il avait montré que la désaimantation nucléaire de l'échantillon était réversible car le moment magnétique de ^{7}Li mesuré par la résonance nucléaire était le même avant et après la désaimantation.

Le réseau ne prenant aucune part au phénomène, par suite de la brièveté de celui-ci, Pound avait conclu à l'existence, à tout instant durant la désaimantation, d'un équilibre thermique au sein du système de spins, la température

de spin correspondante étant complètement différente de la température du réseau.

L'expérience permettant une vérification de cette hypothèse est suggérée par le raisonnement suivant.

Le système de spins, préparé par contact prolongé avec un réseau à une température T_0 et dans le champ H_0, amené dans un champ nul, présente un certain ordre, « souvenir » de sa polarisation passée, puisque après retour dans le champ initial il a le même moment nucléaire. L'hypothèse de Pound est que cet ordre correspond à l'existence au sein du système de spin d'une température de spin T_S c'est-à-dire à la possibilité de décrire l'état du système par un opérateur densité

$$\rho \simeq \exp - \left(\frac{\mathcal{H}}{k T_S}\right) \tag{1}$$

Or, nous savons réaliser une situation où le système de spin peut certainement être décrit dans un champ nul par une vraie température T_S, en le laissant se mettre, en équilibre avec un réseau, à la température T_S. Si alors nous appelons $S(T, H)$ le signal de résonance nucléaire obtenu à fréquence fixe à partir d'un système polarisé dans un champ H à une température T il nous suffit de démontrer expérimentalement que :

$$S(T_S, 0) = S(T_0, H_0).$$

Il faut toutefois pour cela savoir calculer T_S en fonction de H_0 et T_0. Ceci se fait facilement en supposant qu'au cours de la désaimantation l'opérateur densité du système a constamment la forme

$$\rho \sim \exp - \frac{\mathcal{H}(H)}{k T(H)} \qquad \text{avec} \quad \mathcal{H}(H) = - H M_z + \mathcal{H}^1,$$

M_z étant la composante le long du champ appliqué du moment magnétique nucléaire du système et $\mathcal{H}^1$ la somme des interactions dipolaires entre les spins. La dépendance $T(H)$ s'obtient en écrivant qu'une variation dH du champ appliqué est isentropique, c'est-à-dire que le changement d'énergie interne :

$$dU = d\langle \mathcal{H} \rangle = d\,\mathrm{Tr}\{\rho \mathcal{H}\}$$

est égal au travail :

$$dW = - \langle M_z \rangle dH = - \mathrm{Tr}\{\rho M_z\} dH$$

du champ appliqué.

Pour des températures suffisamment élevées pour que l'exponentielle (1) soit remplaçable par un développement linéaire, cas réalisé en pratique on trouve :

$$T \sim (H^2 + H_L^2)^{\frac{1}{2}} \tag{2}$$

où H_L est le champ local défini par

$$H_L^2 = \frac{\mathrm{Tr}\{(\mathcal{H}^1)^2\}}{\mathrm{Tr}\{M_z^2\}}$$

et égal dans LiF à 7,77 gauss.

Expérience. — En prenant $T_S = 2°$ K (hélium liquide à pression réduite) $T_0 = 300°$ K on trouve d'après (2) $H_0 = (300/2) \times 7{,}77 = 1\,165$ Gaus.

L'expérience consiste donc à vérifier qu'on obtient un même signal de résonance nucléaire à fréquence fixe à partir d'un échantillon polarisé à 300° et 1 165 gauss et du même échantillon amené à l'équilibre thermique dans un champ nul à 2° K.

L'expérience confirme cette égalité à mieux de 10 % près.

Le signal de résonance nucléaire de ^{7}Li a été mesuré par la méthode de passage rapide de Bloch. La différence de gain de l'appareil à 2° K et 300° K a été éliminée par une mesure auxiliaire. L'expérience a été rendue possible par l'extraordinaire variation avec le champ appliqué, du temps de relaxation T_1(^{7}Li), qui, à 2° K est de 12 s dans un champ nul et 15 h à 5 000 gauss. La brièveté de T_1 dans le champ nul a permis de refaire la mesure un grand nombre de fois et sa longueur dans un champ élevé a rendu faibles les corrections dues à l'interaction spin-réseau.

(*) Séance du 16 septembre 1957.

(1) R. V. Pound, *Phys. Rev.*, 81, 1951, p. 156.

(*Service documentation C. E. N. de Saclay.*)

THERMODYNAMIQUE. — *Sur l'équation d'état des gaz et des liquides.* Note (*) de M. **Dragolioub Milosavliévitch**, présentée par M. Eugène Darmois (1).

L'équation de Van der Waals s'écrit

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT; \qquad (1)$$

a et b y représentent deux constantes. En réalité, le terme a/v^2 représente la pression interne p_i. Si w est le volume spécifique, on peut écrire

$$(p + p_i)\,w = \mathcal{R}T. \qquad (2)$$

L'auteur a déjà suggéré antérieurement que p_i se rapporte à la chaleur de vaporisation; en appliquant les principes posés à cette occasion (2), on peut trouver une équation d'état convenant aussi bien au liquide qu'au gaz. C'est l'équation suivante :

$$\left[\frac{pv}{RT_K} + K_1 \frac{v'_K}{v} e^{\frac{v'_K}{v}} \left(1 - \frac{n}{v} e^{-\frac{v_K}{v}}\right)\right] Q = 1, \qquad (3)$$

où

$$K_1 = \frac{K}{RT_K}; \qquad n = v'_K; \qquad Q = e^{-\frac{x}{v}} + \frac{y}{v} e^{-\frac{z}{v}};$$

les grandeurs x, y, z (volumes) ont des valeurs bien déterminées. On peut avoir x et z par l'intersection de deux courbes. Pour avoir y, on prend la valeur moyenne de l'expression

$$y = v_1 e^{\frac{z}{v_1}}\left(Q - e^{-\frac{x}{v_1}}\right) = v_2 e^{\frac{z}{v_2}}\left(Q - e^{-\frac{x}{v_2}}\right) = v_3 e^{\frac{z}{v_3}}\left(Q - e^{-\frac{x}{v_3}}\right).$$

Les vérifications expérimentales ont donné des résultats satisfaisants, en particulier pour CO_2. Les écarts constatés dans l'équation (3) sont de l'ordre du 1/1000e; en travaillant avec l'équation (3), on pourrait probablement les réduire.

(*) Séance du 22 juillet 1957.

([1]) D. Milosavliévitch est mort prématurément; la rédaction ci-dessous est de sa veuve Lyoubitza d'après les notes laissées par l'auteur.

([2]) *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 671.

SEMI-CONDUCTEURS. — *Sur la dispersion des électrons par les modes optiques dans l'antimoniure d'indium.* Note de M. **Michel Rodot**, transmise par M. Gaston Dupouy.

On a mesuré les effets magnétothermoélectriques et Nernst dans InSb. L'analyse des résultats établit que les électrons sont dispersés par les modes optiques de vibration du réseau.

On a déjà montré ([1]) que l'effet magnétothermoélectrique (MTE) donne des indications sur le mode de dispersion des porteurs de charges dans les semi-conducteurs. Ainsi pour un échantillon dégénéré

$$(1) \qquad Q^H - Q^0 \equiv \Delta Q^H = \Delta Q^\infty \frac{\mu^2 H^2}{c^2 + \mu^2 H^2},$$

ΔQ^∞ étant égal à $\pm Q^0$ suivant que $r = \pm 1/2$ [*voir* référence ([1]) pour les notations].

Les mesures initiales ont donné des effets MTE tous *positifs*.

On a donc essayé de les interpréter dans l'hypothèse de la dispersion par les phonons optiques (dispersion « polaire »). Dans cette hypothèse :

$$r = +\frac{1}{2} \quad \text{si} \quad \varepsilon > h\nu_0,$$
$$r = 0 \quad \text{si} \quad \varepsilon \ll h\nu_0,$$

ν_0 est la fréquence des vibrations optiques de nombre d'onde nul, voisine, dans le cas de InSb, de la fréquence des rayons restants ν_r qui vaut

6.10^{12} s^{-1} ($\lambda_r \# 60\,\mu$). La température pour laquelle $kT = h\nu_0$ est donc voisine de 300° K. Entre 77 et 300° K, zone de température où l'effet MTE est assez grand pour être mesurable sur tous les échantillons, on doit donc s'attendre à voir r compris entre 0 et 1/2.

On a pris en considération le modèle de bande de conduction de E. O. Kane (²), dans lequel la bande de conduction n'est pas parabolique, et la masse efficace est prise égale à $m_n = 0{,}013m$ (valeur déduite de la résonance de cyclotron). Avec ce modèle, H. Ehrenreich (³) a récemment montré par l'étude de la mobilité la nature « polaire » de la dispersion des électrons.

ÉTUDE D'UN ÉCHANTILLON DE TYPE n. — *a. Effet thermoélectrique.* — Pour un échantillon étudié, $n = 1/eR^{H\to\infty} = 1.4.10^{17}$ cm^{-3} entre 77 et 300° K. On a calculé le niveau de Fermi réduit, dans le modèle parabolique η_p et dans le modèle de Kane η_k. L'effet thermoélectrique est ensuite calculé pour $r = 0$ ou 1/2 par l'une des formules

$$(2) \qquad Q = -\frac{k}{e}\left[-\eta_p + \frac{5+2r}{3+2r}\,\frac{F_{\frac{3}{2}+r}(\eta_p)}{F_{\frac{1}{2}+r}(\eta_p)}\right],$$

$$(3) \qquad Q' = -\frac{k}{e}\left[-\eta_k + \frac{(5+2r)F_{\frac{3}{2}+r}(\eta_k) + (7+2r)\alpha^\star F_{\frac{5}{2}+r}(\eta_k) + \ldots}{(3+2r)F_{\frac{1}{2}+r}(\eta_k) + (5+2r)\alpha^\star F_{\frac{3}{2}+r}(\eta_k) + \ldots}\right].$$

La théorie de Kane donne pour $\alpha^\star$ des valeurs croissant avec la température.

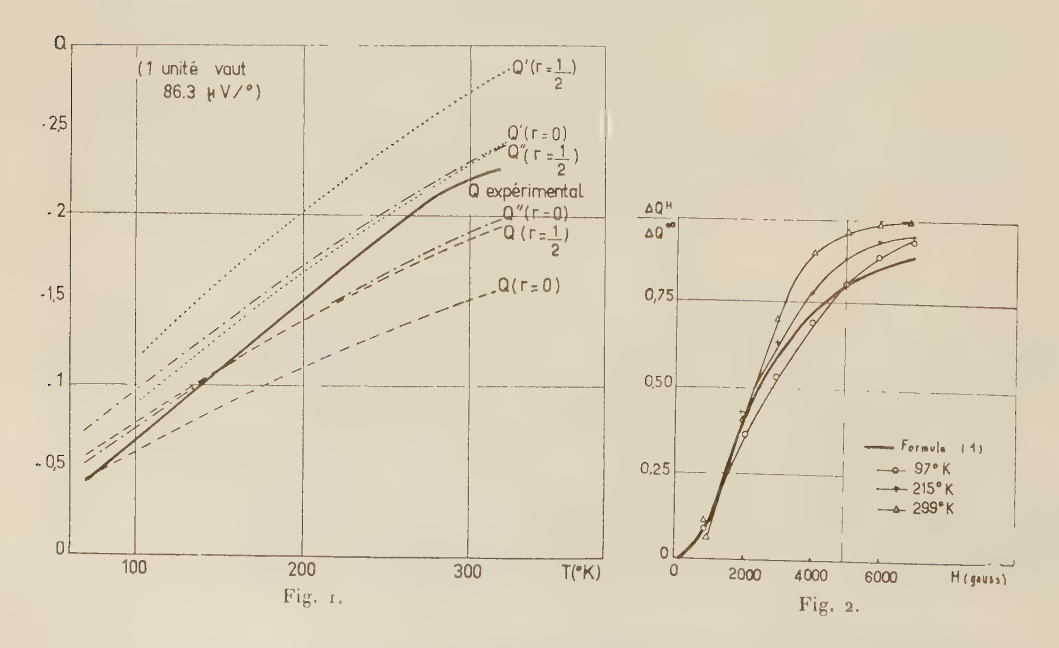


Fig. 1.

Fig. 2.

Ces résultats sont comparés à l'expérience (*fig.* 1), ainsi que des valeurs « mixtes » Q'' calculées en employant η_k dans la formule (2). Q'' est en meilleur

accord avec l'expérience que Q', comme Ehrenreich l'avait observé dans le domaine intrinsèque.

b. Effet MTE en fonction du champ. — La figure 2 représente les mesures à trois températures en même temps que la formule (1). L'accord est assez bon.

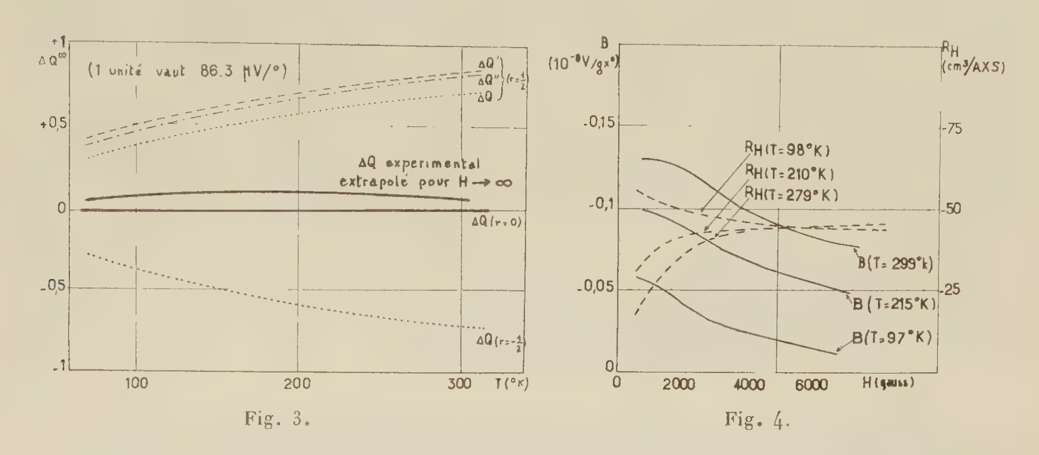


Fig. 3. Fig. 4.

c. Effet MTE en fonction de la température. — La figure 3 représente la valeur expérimentale extrapolée pour $H \rightarrow \infty$, en même temps que la valeur théorique ΔQ^∞ pour $r = +1/2$. On a calculé ΔQ^∞ au moyen de

$$Q^\infty = \frac{k}{e}\left[\frac{5-2r}{3-2r}\,\frac{F_{\frac{3}{2}-r}(\eta_p)}{F_{\frac{1}{2}-r}(\eta_p)} - \eta_p\right] \tag{4}$$

et des formules analogues pour Q'^∞ et Q''^∞. Pour $r = 0$, ΔQ est toujours nul. On peut en conclure que r est positif, mais faible; aux températures élevées où r devrait tendre vers $1/2$, ΔQ est nettement plus faible que ne l'indique la théorie.

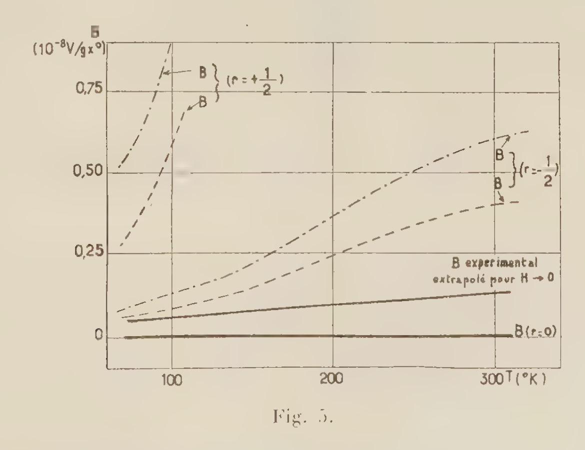


Fig. 5.

d. Effet Nernst. — Une étude analogue à été faite pour l'effet Nernst (*fig.* 4 et 5).

Le calcul a été fait en utilisant la théorie de P. J Price ([4]) valable pour les champs faibles. B est nul pour $r = 0$, mais négatif pour $r = \pm 1/2$. On ne peut donc utiliser cet effet pour déduire le signe de r. Quant à sa valeur absolue, elle correspond à une valeur de r faible, comme pour l'effet MTE.

En conclusion, l'étude des effets thermomagnétiques permet d'établir la nature polaire de la dispersion des électrons dans InSb. D'autre part ces effets sont compatibles avec le modèle de Kane, l'accord toutefois n'est pas quantitativement excellent.

Une étude, dont il sera rendu compte, d'échantillons de type n et p très purs, incluant l'effet de diffusion ambipolaire, s'accorde avec ces conclusions.

([1]) M. Rodot, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 129.
([2]) *Int. J. Phys. Chem. Solids*, **1**, 1957, p. 249.
([3]) *Int. J. Phys. Chem. Solids*, **2**, 1957, p. 131.
([4]) *Phys. Rev.* U. S. A., **102**, 1956, n° 5, p. 1245-1251.

SPECTROSCOPIE. — *Sur la structure hyperfine de la raie* Hg I λ 5 461 Å. Note (*) de MM. **Ion I. Agarbiceanu**, **Nicolas Ionescu-Pallas** et **Vasile Draganescu**, transmise par M. Jean Cabannes.

Un travail récent ([1]), sur la structure hyperfine des raies du mercure a attiré notre attention sur la discordance des résultats obtenus par divers auteurs [par exemple, Wood ([2]), Schüler ([3]), etc.], concernant en particulier la structure isotopique et de spin nucléaire de la transition $(6s\,7s\,^3S_1 \rightarrow 6s\,6p\,^3P_2)$ 5 461 Å.

Nous avons étudié cette transition à l'aide d'étalons Fabry-Perot en montage simple et composé. La Note présente, résumé d'un Mémoire en cours de publication ([4]), nous a semblé opportune, en raison de la publication du travail de MM. J. Blaise et H. Chantrel ([5]). Le tableau suivant donne les résultats de nos mesures, pour six transitions hyperfines, comparées aux résultats de Wood (1928), Schüler (1931), Korolev (1956) et Blaise et Chantrel (1957).

Les positions des composantes sur les microphotogrammes ont été établies avec la relation

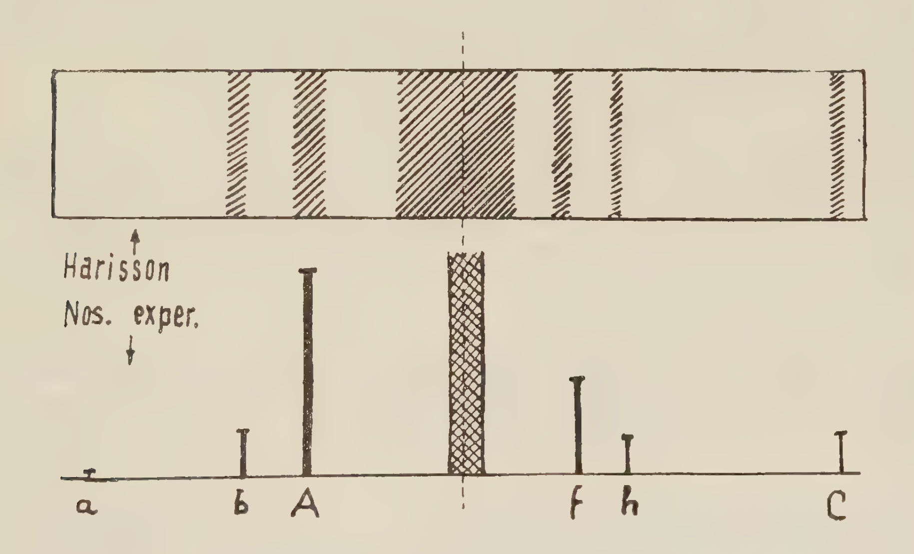
$$\Delta\nu = \nu_0\left(\sqrt{1 + \frac{R_i^2 - R_{0i}^2}{f^2 + R_{0i}^2}} - 1\right)\ \text{cm}^{-1},$$

où ν_0 est la fréquence $1{,}830 . 10^{+5}\ \text{cm}^{-1}$ du centre de gravité de la figure, R_{0i} le rayon d'ordre i de la composante centrale, R_i le rayon correspondant du satellite, f la distance focale de l'objectif de la chambre photographique (42 cm dans notre montage).

Les intensités des transitions, exprimées en pour-cent par rapport à l'intensité globale de la transition $^3S_1 \rightarrow {}^3P_2$, ont été calculées d'après les données de ([6]) et à l'aide des valeurs d'abondance naturelle des isotopes de Hg ([7]).

Isotope.	Transition F.	Intensité (%).	Δν (en mK). Wood (1928).	Schüler (1931).	Korolev (1956).	Blaise et Chantrel (1957).	Nos résultats (1956-1957).	Symbole Schüler.
201...	$\frac{5}{2} \to \frac{3}{2}$	0,13	–	−728	−753	−724,7	−724	*a*
201...	$\frac{5}{2} \to \frac{5}{2}$	1,19	−427	−431	−466	−436,3	−427	*b*
199...	$\frac{1}{2} \to \frac{3}{2}$	5,68	−283	−278	−319	−287,6	−320	A
201...	$\frac{3}{2} \to \frac{5}{2}$	2,76	+233	+232	+196	+227,1	+223	*f*
201...	$\frac{1}{2} \to \frac{3}{2}$	1,09	+340	+342	+306	+336,7	+320	*h*
199...	$\frac{3}{2} \to \frac{3}{2}$	1,14	+790	+790	+757	+787,8	+721	C

Un calcul théorique des facteurs d'intervalle, fait pour confronter les valeurs théoriques aux résultats de nos mesures, donne pour le niveau $^3S_1$,



$A = 1/2\,(a_{6s} + a_{7s})$ et pour le niveau $^3P_2$, $A = (1/4\,a_{6s} + 3/4\,a_{6p})$, cela dans l'hypothèse d'un couplage normal Russel-Saunders, et en utilisant la formule :

$$A = a_{j_1}\frac{J(J+1) - j_1(j_1+1) + j_2(j_2+1)}{2J(J+1)} + a_{j_2}\frac{J(J+1) - j_2(j_2+1) + j_1(j_1+1)}{2J(J+1)}.$$

Les expressions des facteurs d'intervalle des électrons individuels — corrections relativistes et défauts quantiques y compris — sont celles données par ([8]), tandis que les valeurs numériques pour Hg I se trouvent dans ([7]). On obtient

les résultats suivants :

$$A(^3S_1; 201) = -0,2532 \text{ cm}^{-1}, \qquad A(^3S_1; 199) = +0,6846 \text{ cm}^{-1},$$
$$A(^3P_2; 201) = -0,1230 \text{ cm}^{-1}, \qquad A(^3P_2; 199) = +0,3324 \text{ cm}^{-1}.$$

Avec ces valeurs, la formule de séparation hyperfine

$$W = \frac{1}{2} A \{ F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \}$$

donne pour les transitions extrêmes (a) et (C) par exemple, respectivement, $-754,6.10^{-3}$ cm^{-1} et $+815,8.10^{-3}$ cm^{-1}.

Notons que les déplacements isotopiques y sont inclus.

Nos mesures de la composante C sont en désaccord considérable avec celles des auteurs cités plus haut, mais en bon accord avec une photographie récente (9) prise avec un réseau. La figure 1 permet de comparer la structure donnée par cette photographie à nos résultats.

(*) Séance du 12 août 1957.

(1) KOROLEV et ODINTOV, *Optica i spektroshopia*, 1, n° 1, 1956, p. 17.

(2) *Phil. Mag.*, 8, 1929, p. 205.

(3) SCHÜLER et KEYSTONE, *Z. f. Physik*, 72, 1931, p. 423.

(4) ION I. AGARBICEANU, N. IONESCU-PALLAS et V. DRAGANESCU, *Rev. Phys. Acad. Roumaine*, n° 1, 1957.

(5) *J. Phys. Rad.*, 18, n° 3, 1957, p, 193.

(6) KASTLER, *Ann. Physique*, 6, 1936, p. 663.

(7) LANDOLT et BÖRNSTEIN, *Zahl. Funk. Physik*, 1950, p. 53.

(8) KOPFERMANN, *Kernmomente*, Leipzig, 1956.

(9) G. HARISSON, N. STURGIS et coll., *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, n° 1, 1957, p. 15.

(*Institut de Physique atomique, Bucarest, Măgurele, Roumanie.*)

SPECTROSCOPIE. — *Perturbation de la raie de résonance* 1850 Å *du mercure par* H_2, N_2, A *et* Xe *comprimés*. Note (*) de Mme **SIMONE ROBIN** et M. **STÉPHANE ROBIN**, présentée par M. Eugène Darmois.

Les courbes de déplacement $\Delta\nu$ et d'élargissement γ de la raie 1850 Å de Hg perturbée par A et N_2 ont une allure comparable à celles obtenues pour la raie 2 537 Å mais les valeurs de $\Delta\nu$ et γ sont plus grandes à densité égale. Avec H_2, on n'observe pas d'inversion du sens de déplacement. Avec N_2 et A, une bande satellite apparaît du côté des courtes longueurs d'onde lorsque la densité croît.

Alors que les perturbations de la raie 2 537 Å par les gaz étrangers ont donné lieu à de nombreux travaux (1), celles de la raie de résonance 1850 Å située au-delà de la limite de transparence de l'air n'avaient pas encore été étudiées. Les premières mesures ont été effectuées avec H_2, N_2, A et Xe comprimés sous quelques centaines d'atmosphères.

Le spectrographe à réseau à vide a été déjà décrit [2]; on utilise un réseau à concentration pour l'ultraviolet lointain donnant une dispersion d'environ 9 Å/mm sur la plaque. La source est une lampe à hydrogène en silice à fenêtre de fluorine. Pour les mesures de déplacement des maxima, on superpose un spectre d'étincelles aux spectres d'absorption. L'appareillage de compression est d'un type également décrit [3]; on procède par détente des gaz préalablement condensés ou refroidis dans l'azote liquide; la bombe de mesure est munie de deux fenêtres de fluorine parallèles montées par contact optique sur des embases en acier et distantes d'environ 4 cm. Les gaz utilisés sont de qualité commerciale la plus pure; ils renferment tous moins de 0,005 % d'oxygène. Les températures utilisées varient de 25 à 75° C.

Les figures 1 et 2 représentent en cm^{-1} le déplacement $\Delta\nu$ du maximum de la raie et sa demi-largeur γ en fonction de la densité relative d du gaz

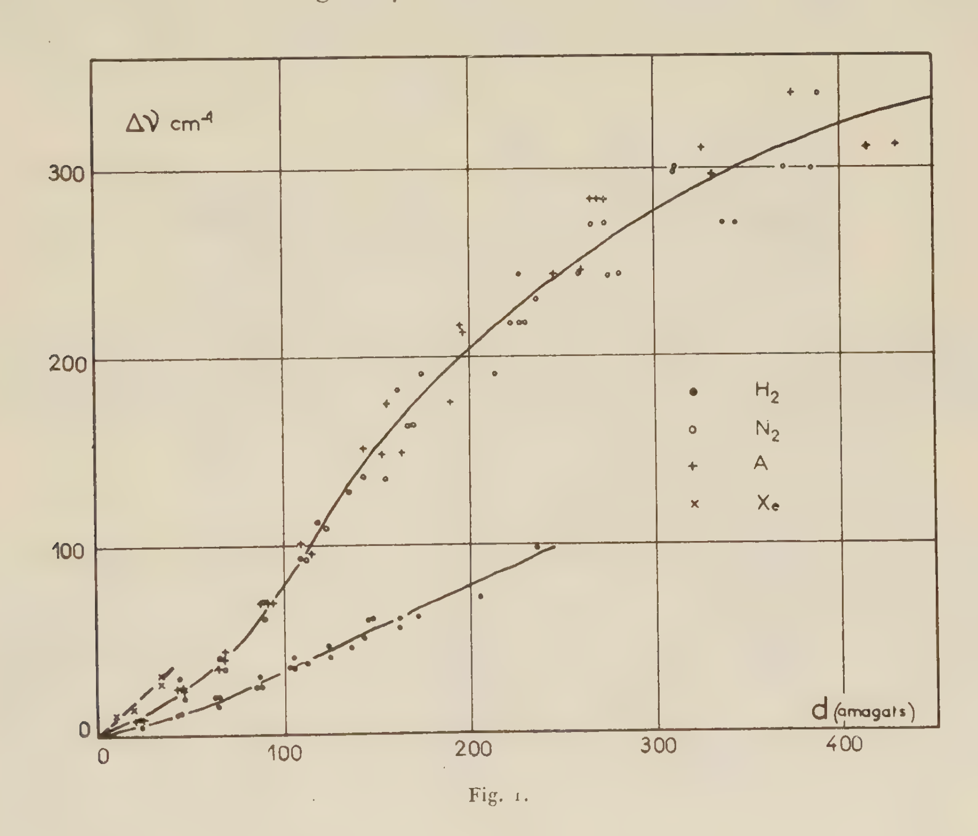


Fig. 1.

perturbateur. Avec N_2 et A, les courbes sont les mêmes dans la limite des erreurs de mesure; pour γ, les mesures sont rendues impossibles au-delà de 200 amagats par l'apparition d'une large bande du côté des courtes longueurs d'onde λ (voir *fig.* 3 qui représente deux profils obtenus avec N_2 à 90 et 278 amagats). Cette bande se déplace du côté des courtes longueurs

d'onde quand la densité croît; avec N_2, la distance de son maximum au centre de la raie non perturbée passe d'environ 800 à 1200 cm^{-1} quand la

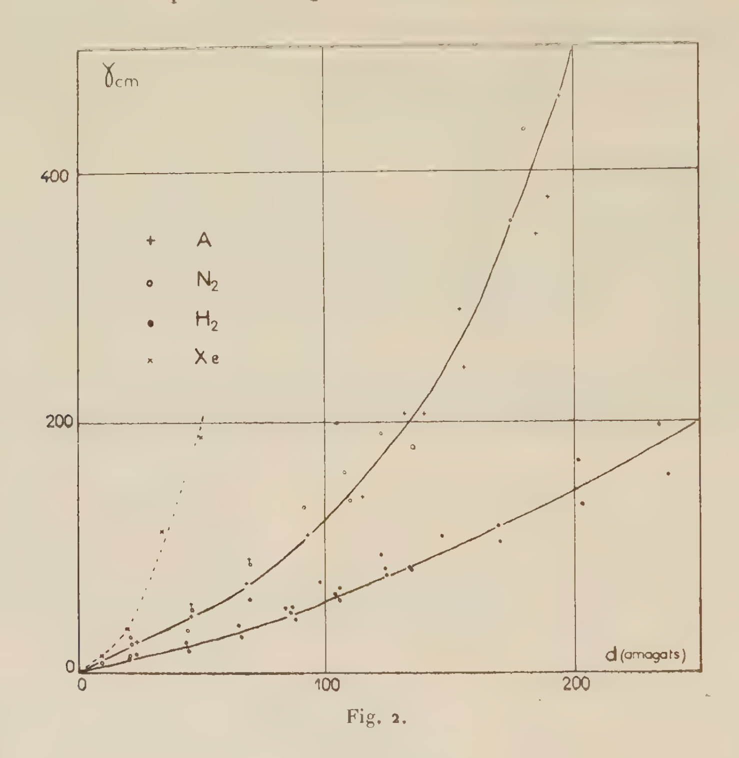


Fig. 2.

densité croît de 100 à 400 amagats; avec A, cette distance est inférieure d'environ 200 cm^{-1} à densité égale. Un déplacement initial vers les grandes longueurs d'onde suivi d'une inversion du sens de déplacement comme pour

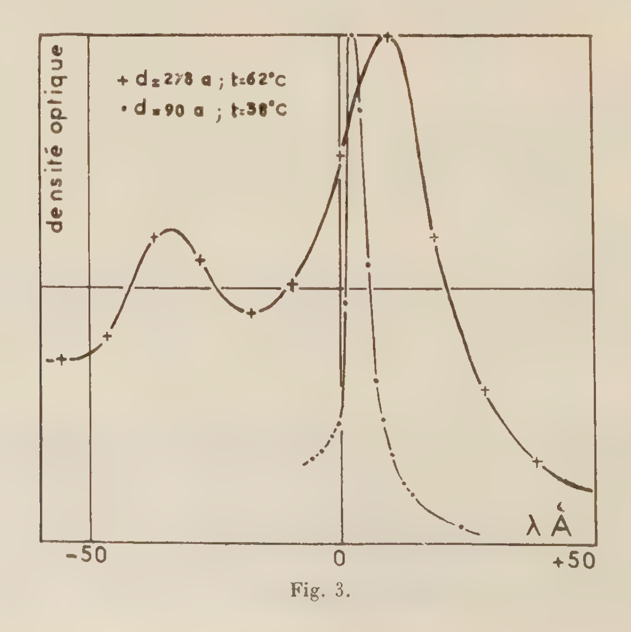


Fig. 3.

une bande satellite de la raie 2537 Å [4] n'est pas impossible, mais nous n'avons pas observé la bande au-dessous de 100 amagats. Pour Xe, les mesures sont gênées par une absorption continue qui croît très vite avec la pression aux environs de la raie; nous avons cependant retrouvé en absorption vers 10 amagats la bande satellite que nous avions observée en émission [5] du côté des grandes valeurs de λ; cette bande fusionne rapidement avec la raie lorsque la densité croît. Avec H_2, on n'observe pas de renversement du sens de déplacement au-dessous de 200 amagats comme pour la raie 2537 Å [1].

L'allure des courbes de déplacement est comparable à celle des courbes analogues obtenues pour la raie 2537 Å de Hg et pour les raies de résonance des métaux alcalins. Une interprétation qualitative peut être donnée en faisant appel à la théorie des chocs à basse pression puis à la théorie statistique et à l'intervention des forces répulsives [1]; un essai d'interprétation quantitative analogue à celle qui a été utilisée pour Na [6] est en cours. Dans le tableau (*fig.* 4), nous avons groupé les valeurs de $\Delta\nu/d$

	H_2	N_2	A	Xe
$\Delta\nu/d$ $\frac{cm^{-1}}{amagat}$	0,25	0,45	0,45	# 0,80
γ/d $\frac{cm^{-1}}{amagat}$	0,50	0,95	0,95	# 1,60
$\gamma/\Delta\nu$	2	2,1	2,1	2
ρ Å	5,6	14,5	15,6	25

Fig. 4.

et γ/d en cm^{-1}/amagat en admettant la validité d'une loi linéaire à basse pression. On voit que le rapport $\gamma/\Delta\nu$ reste très voisin de 2 conformément aux prévisions théoriques pour les basses pressions [7]; nous avons également fait figurer dans le tableau les valeurs en Å des diamètres de chocs optiques ρ calculés par la formule de Weisskopf [8]. Les valeurs de $\Delta\nu/d$ et γ/d (et par suite de ρ), sont plus grandes que pour la raie 2537 Å [1], ce qui correspond à une perturbation plus importante pour le niveau $^1P_1$ que pour le niveau $^3P_1$.

(*) Séance du 22 juillet 1957.

(1) *Voir* par exemple Mme S. Robin et S. Robin, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 143.

(2) Mme S. Robin et S. Robin, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 976.

(3) S. Robin, *J. Chim. Phys.*, 48, 1951, p. 145; 49, 1951, p. 1.

(4) J. Robin et B. Vodar, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2330.

(5) Mme S. Robin et S. Robin, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 411.

(6) R. Bergeon et B. Vodar, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 172.
(7) H. Margenau, *Phys. Rev.*, 48, 1934, p. 755.
(8) V. Weisskopf, *Phys. Z.*, 34, 1933, p. 1.

ÉLECTROCHIMIE. — *Contribution à l'étude de la corrosion de l'aluminium en milieu alcalin. Effet de la concentration.* Note (*) de M. **Helmy Makram**, transmise par M. Eugène Darmois.

Dans une Note précédente (1), il a été rendu compte d'une méthode d'étude permettant de déterminer d'une manière quantitative la corrosion effectuée par un liquide sur une plaque d'aluminium.

Cette méthode consiste à étudier l'évolution du potentiel d'une plaque de cuivre recouverte d'une feuille d'aluminium soumise à un milieu d'action corrosive intense (NaOH). L'aluminium passe donc en solution et l'on constate, en suivant son potentiel par rapport à une électrode de référence, que celui-ci augmente. Lorsque tout le métal a disparu, il se fixe au potentiel du cuivre. Le temps nécessaire pour atteindre cette valeur fixe a été appelé : « Durée de corrosion D_c ».

Dans la présente Note on a étudié, à température constante, la variation de la durée de corrosion en fonction de la concentration de l'électrolyte (NaOH).

Comme dans le travail précédent, l'électrode était formée d'une plaque de cuivre de 1 × 8 cm et de 0,2 mm d'épaisseur, recouverte d'une feuille d'aluminium à 99,5 % d'Al recuit, d'une épaisseur de 5/100e de millimètre.

Un dégraissage au trichloréthylène précédait les expériences.

On a étudié systématiquement les concentrations : N, N/2, N/3, N/4, N/10. Les solutions de soude ont été préparées par dissolution d'hydroxyde de sodium (pur pour analyses) dans l'eau bidistillée.

Les courbes potentiel-temps permettent de déterminer la durée de corrosion pour ces concentrations. La fin de cette attaque est représentée par l'abscisse du début de palier des courbes de variation de potentiel. La figure 1 montre la variation, à température constante, de cette durée de corrosion pour les différentes concentrations étudiées.

L'étude des résultats montre que la durée de corrosion varie très sensiblement dans le domaine de concentrations, compris entre N et N/5, comme l'inverse de la concentration (*fig.* 2) et ceci aux différentes températures.

Ce résultat peut facilement s'interpréter en admettant que l'attaque se produit par l'intermédiaire des ions (OH^-) et sous forme d'une réaction du premier ordre : la vitesse d'attaque est alors proportionnelle à l'activité des ions $(OH)^-$.

D'autre part, cette vitesse reste sensiblement constante au cours de l'attaque; le pH de la solution ne subissant qu'une très faible variation. Dans ces conditions, la durée de corrosion est inversement proportionnelle à la vitesse d'attaque, donc à l'activité des ions $(OH)^-$. Cette activité est

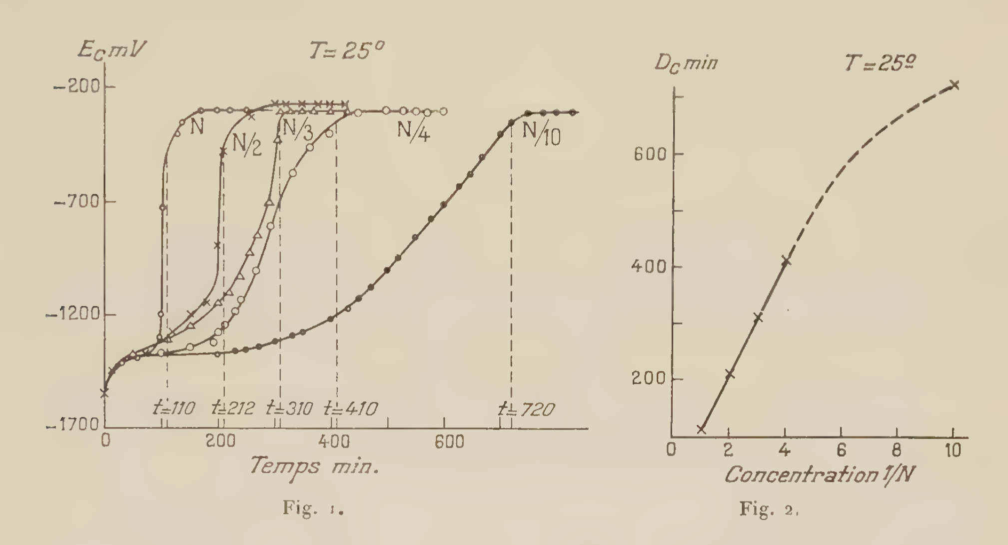


Fig. 1. Fig. 2.

elle-même, dans le domaine de concentration étudiée, assez sensiblement proportionnelle à la concentration, donc la durée de corrosion apparaît finalement comme inversement proportionnelle à la concentration.

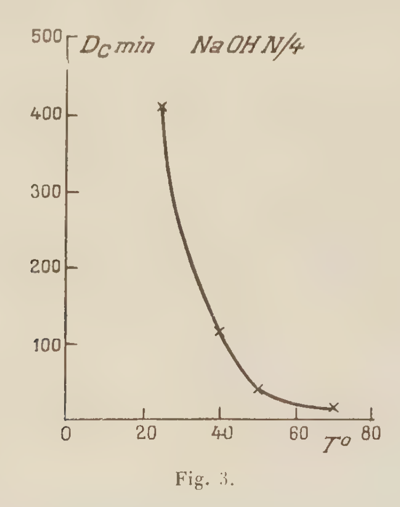


Fig. 3.

Dans le domaine des plus faibles concentrations, le pH varie plus fortement au cours de l'attaque et, par suite, il n'est plus possible de définir une relation aussi simple entre D_c et la concentration en ions $(OH)^-$, la courbe D_c-concentration s'incurve alors nettement (*fig.* 2).

La figure 3 donne la variation de la grandeur D_e en fonction de la température à la concentration N/4.

En résumé, ces premiers résultats montrent l'existence vraisemblable d'une attaque de l'aluminium sous forme d'une réaction du premier ordre par NaOH.

(*) Séance du 16 septembre 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3153.

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Dynamique des macromolécules en chaînes en solution : viscosité non newtonienne ; relation avec la biréfringence d'écoulement.* Note de M. **Roger Cerf**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Le comportement d'une solution de macromolécules en chaînes dans un champ hydrodynamique a fait l'objet d'études nombreuses à l'aide de techniques diverses (viscosité, biréfringence d'écoulement, ultrasons, etc.), et depuis quelques années on sait interpréter et exploiter les mesures de viscosité effectuées dans des champs suffisamment faibles pour que les configurations des chaînes soient les mêmes que dans la solution au repos.

Des résultats importants, mais partiels, ont été acquis également pour les champs non infiniment petits, lorsque la déformation des configurations se manifeste, mais il n'existe pas de théorie reliant les divers phénomènes qui se présentent alors.

Les efforts que j'ai poursuivis récemment dans cette direction ont permis de fonder de sérieux espoirs sur une théorie qui utilise le modèle à sous-chaînes de Gauss et prend en considération la viscosité interne (1), (2) : en particulier, j'ai expliqué ainsi, en biréfringence d'écoulement, la proportionnalité du terme de viscosité interne à la masse moléculaire, et montré qu'il devenait possible de comprendre les caractères de la viscosité non newtonienne tels qu'ils résultent des expériences; (on dit que la viscosité est non newtonienne lorsqu'elle dépend du gradient de vitesse de l'écoulement).

J'ai poursuivi les calculs, et, d'après les derniers résultats, il apparaît que la théorie permet effectivement de décrire d'une façon satisfaisante et presque quantitative les phénomènes liés à la déformation d'une macromolécule en chaîne dans un champ d'écoulement.

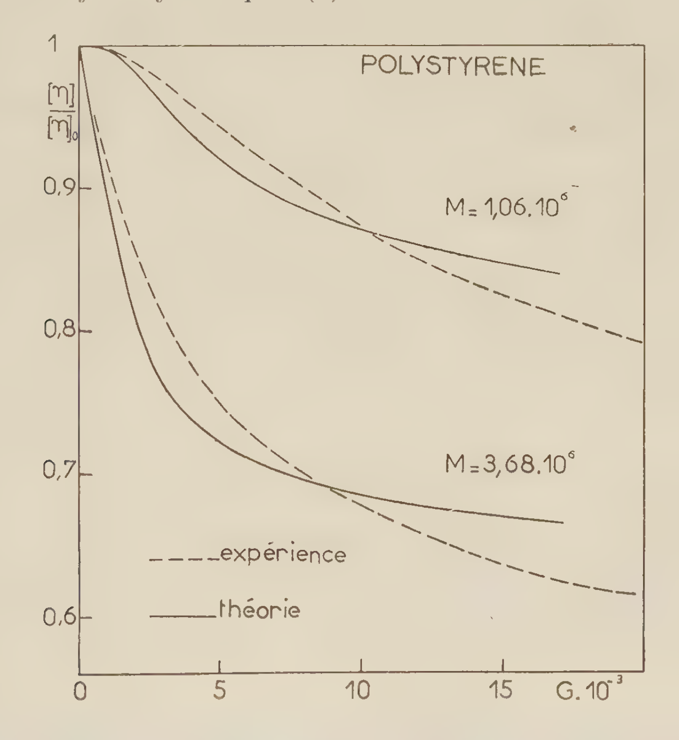
En particulier, j'ai calculé l'effet non newtonien dans le cas où la viscosité interne des molécules est faible, en supposant en outre que la solution est infiniment diluée, que les molécules sont toutes identiques entre elles et que les interactions hydrodynamiques entre les éléments de la chaîne sont fortes; le résultat final, qui est donné ci-dessous, permet de calculer la viscosité

intrinsèque $[\eta]$ sans l'aide d'aucun paramètre ajustable, et nous allons voir que l'accord avec l'expérience est bon.

1. L'expression de $[\eta]$ en fonction du gradient de vitesse G est la suivante

$$(1) \qquad \frac{[\eta]}{[\eta]_0} = 1 - \frac{\mathfrak{M}\mathfrak{N}G^2}{3\pi^2\sigma^2}\sum_{p=1}^{N}\frac{1}{p\lambda_p'^2 + \frac{\mathfrak{N}G^2}{3\pi^2}\left(\frac{\lambda_p'\mathfrak{M}}{\sigma} + \frac{\lambda_p'^2\mathfrak{N}}{12\pi^2 p}\right)},$$

avec $\mathfrak{M} = M[\eta]_0\eta_0/RT$, $\mathfrak{N} = \mathcal{F}L^2/kT$, $\sigma = \sum_{p=1}^{N} 1/\lambda_p'$; M représente la masse moléculaire, $[\eta_0]_0$ la viscosité intrinsèque à gradient nul, η_0 la viscosité du solvant, T la température absolue, R la constante des gaz parfaits, k la constante de Boltzmann, $\mathcal{F}$ le coefficient de viscosité interne que j'ai défini précédemment (2), L^2 le carré moyen de la distance entre les extrémités de la chaîne; les p sont les nombres entiers de 1 à N, N étant le nombre de sous-chaînes dans la molécule; les λ_p' sont des coefficients intervenant dans le calcul des interactions hydrodynamiques (3).



Le développement de $[\eta]$ suivant les puissances de G ne contient que des éléments de degré pair; le terme en G^2 est identique à celui que j'avais donné antérieurement (2), mais les termes ultérieurs n'ont pas la forme que j'escomptais alors, du fait que les coefficients numériques des termes attendus se trouvent être tous nuls.

Dans le domaine des gradients où la décroissance de $[\eta]$ est notable

($G < 20\,000\,s^{-1}$), la somme (1) est indépendante de N. Par ailleurs la quantité $\mathcal{N}$ est égale à B/0,0045 ([2]), où B représente le terme de viscosité interne dans tgα (biréfringence d'écoulement); on sait qu'on peut obtenir la valeur de B par des mesures d'angle d'extinction dans des solvants de viscosités différentes ([4]). Les autres grandeurs caractéristiques de la molécule figurant dans l'expression (1), M et $[\eta]_0$, résultent de mesures courantes. Si l'on a préalablement déterminé ces trois grandeurs, l'expression (1) fournit de façon directe $[\eta]$ en fonction de G.

2. Nous allons comparer la théorie et l'expérience dans le cas des polystyrènes en nous appuyant sur les résultats des mesures de biréfringence d'écoulement de Leray ([5]). Appliquant la méthode de variation de la viscosité du solvant, Leray a trouvé $B/M = \text{const.} = 5.10^{-11}$. A l'aide de la relation (1) j'ai alors calculé $[\eta]$ en fonction de G en donnant à M et $[\eta]_0$ les valeurs indiquées par Čopič ([6]) pour les fractions dont il a mesuré l'effet non newtonien. Sur la figure les courbes théoriques et expérimentales sont comparées pour deux des fractions. Une coïncidence rigoureuse ne devait pas être attendue, car d'une part les conditions strictes de validité de l'expression (1) ne sont pas remplies (viscosité interne du polystyrène un peu trop grande), et d'autre part la théorie, tout en étant valable dans un large domaine de gradients, devient insuffisante lorsque G s'approche de l'infini.

L'accord observé est donc tout à fait significatif. Ce succès, et d'autres, sur lesquels je donnerai des précisions prochainement, montrent que la théorie est apte à décrire l'essentiel des phénomènes envisagés ici. Il en résulte immédiatement des possibilités accrues pour exploiter les mesures. En particulier, il est possible dès maintenant de déterminer la viscosité interne d'une molécule, à l'aide de la relation (1), à partir d'une seule courbe de viscosité non newtonienne.

(1) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 531; **241**, 1955, p. 496 et 1458.
(2) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1875; **244**, 1957, p. 456.
(3) B. H. Zimm, *J. Chem., Phys.*, **24**, 1956, p. 269.
(4) R. Cerf, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 81.
(5) *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1741.
(6) *J. Chim. Phys.*, **54**, 1957, p. 348.

CHIMIE MINÉRALE. — *Séparation de certains éléments des terres rares par voie sèche. Application au samarium et à l'europium.* Note de M. Jean-Claude Achard, présentée par M. Paul Lebeau.

Les résultats obtenus pour le samarium et l'europium sont analogues à ceux déjà mentionnés pour l'ytterbium : purification du samarium et de l'europium, séparation de ceux-ci des autres éléments du groupe des terres rares; préparation des protoxydes et des métaux correspondants.

L'action du carbone sur les oxydes de terres rares, réalisée sous vide et à haute température, selon le procédé déjà décrit ([1]) permet de séparer le samarium et l'europium des autres terres rares.

A. *Séparation du samarium et de l'europium des autres éléments du groupe.* — L'utilisation de plusieurs étages de condensation (colonne à plateaux en graphite ou en alumine) permet au cours d'une seule opération d'obtenir un fractionnement grossier des produits distillables.

Un mélange brut de terres yttriques contenant du samarium, de l'europium et de l'ytterbium est traité par le carbone vers 1600° C dans une colonne à trois plateaux de graphite dont les températures s'échelonnent de 1100 à 600° C.

Le dépôt recueilli sur le plateau n° 1 (1100° C environ) est constitué en presque totalité de samarium; et de traces d'europium, d'ytterbium et de dysprosium.

La majeure partie du produit condensé sur le plateau n° 2 (800° C environ) est constituée de samarium, la proportion d'ytterbium y est notablement plus forte. L'europium y est à l'état de traces.

Le plateau n° 3 (600° C environ) contient principalement l'ytterbium et une notable proportion d'europium.

— L'utilisation d'un condenseur à deux étages permet dans le traitement des mélanges titrant environ 1,5 % d'europium (et 40 % de samarium) d'obtenir l'europium sous forme de mélanges (Sm—Eu) avec un titre d'europium supérieur à 10 %.

60 à 80 % du samarium présent dans le mélange initial est recueilli à l'état pur.

— La séparation samarium-néodyme est plus difficile; lorsque la proportion de samarium tombe au-dessous de 10 %, la vitesse de distillation décroît rapidement et le néodyme apparaît dans les produits de condensation, avec un pourcentage pouvant atteindre en fin de séparation 40 à 60 %.

Le pourcentage de samarium dans le résidu fixe, formé par la presque totalité du néodyme, peut être cependant abaissé à moins de 0,5 %.

B. *Purification du samarium.* — Le produit de départ est formé par du samarium contenant environ 0,7 % d'europium et parfois des traces de gadolinium.

Si la séparation est conduite à température peu élevée par traitements successifs (le condenseur est changé après chacune des périodes de chauffage), elle est lente mais permet d'obtenir 50 % de l'europium contenu dans le mélange, sous forme de concentré (80 % Eu, 20 % Sm), les toutes premières fractions étant de l'europium pur.

L'extraction de la totalité de l'europium entraîne cependant 20 % du samarium de départ.

Si la séparation est conduite à température plus élevée, l'europium peut être extrait en une seule fois mais le distillat ne contient que 4 à 5 % d'europium.

Si le gadolinium est présent dans le mélange de départ, il est nécessaire de distiller la majeure partie du samarium pour l'obtenir à l'état pur, le résidu fixe est dans ce cas formé de samarium enrichi en gadolinium.

C. *Purification de l'europium.* — En raison de la faible proportion de samarium et de gadolinium contenus dans le produit de départ, le contrôle de ces séparations est effectué par émission de rayons X ([2]).

30 g d'oxydes traités par le carbone (20 %) pendant 4 h, à 1300° C environ fournissent dans le condensat 80 % de l'europium engagé initialement et dans lequel le samarium et le gadolinium ne sont pas décelés.

D. *Samarium métallique.* — Les produits condensés au cours des opérations décrites au chapitre B, sont constitués par 1 à 2 % de carbone libre, du protoxyde SmO identifié par son diagramme de Debye ([4]), ([5]) et du samarium métallique en proportions variables.

Un nouveau traitement de ces produits sous une pression inférieure à 10^{-4} mm Hg sans addition de réducteur vers 1300-1400° C fournit du samarium métallique contenant des traces de protoxyde SmO ([3]).

E. *Europium métallique.* — Les produits condensés au cours des opérations décrites au chapitre C sont constitués par : environ 1 % de carbone; du protoxyde EuO identifié par son diagramme de Debye ([4]), ([5]) et de l'europium métallique dont la proportion peut atteindre 80 %.

Une nouvelle distillation sous vide des produits précédents, vers 1200° C, donne de l'europium métallique dont le diagramme de Debye présente outre les raies de l'europium, les raies principales, très affaiblies, de son protoxyde ([3]).

([1]) J.-C. ACHARD, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 3059.

([2]) J. BLANDIN et J. ROSE, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2497.

([3]) Les études radiocristallographiques ont été effectuées par le Laboratoire de Radiocristallographie appliquée du C. N. R. S. à Bellevue.

([4]) ELLINGER, ZACHARIASEN, *J. Amer. Chem. Soc.*, **75**, 1953, p. 5650.

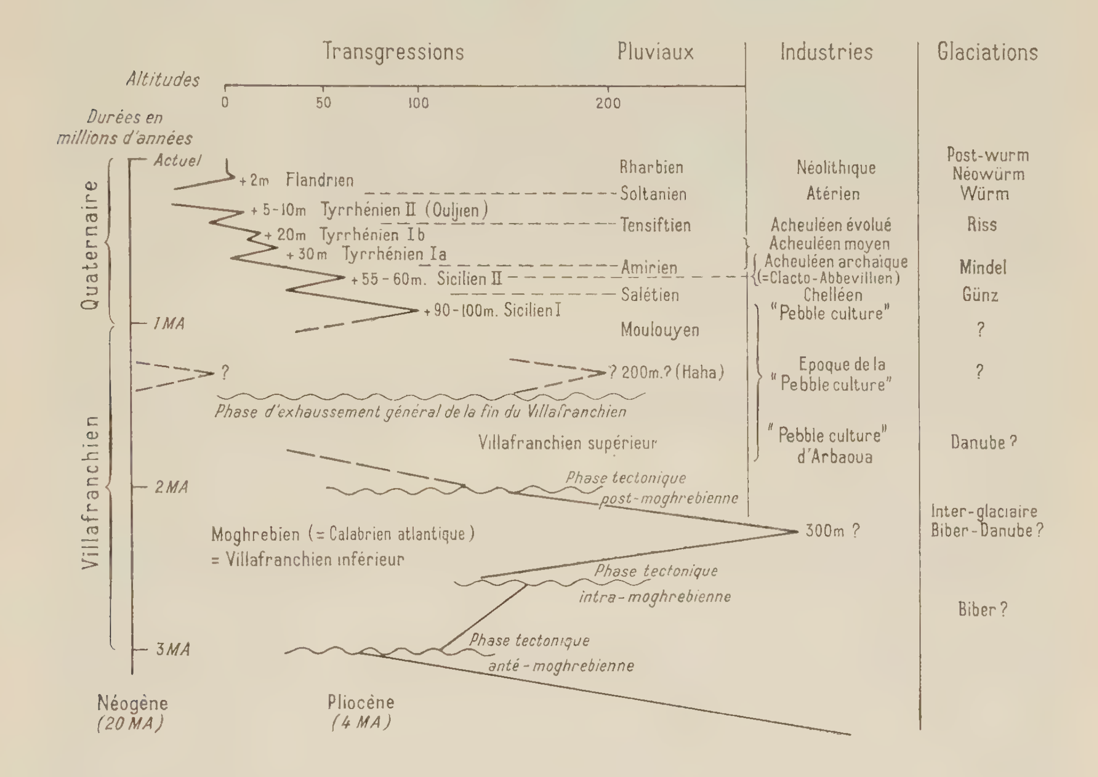
([5]) EICK, BAENZIGER et EYRING, *J. Amer. Chem. Soc.*, **78**, 1956, p. 5147.

GÉOLOGIE. — *Essai de corrélation entre les cycles marins et continentaux du Pléistocène au Maroc.* Note de M. **GEORGES CHOUBERT**, transmise par M. Paul Fallot.

En 1953, j'avais exposé l'hypothèse de l'alternance de cycles de sédimentation continentale (pluviaux) et de cycles de sédimentation marine (interpluviaux) au cours du Quaternaire ([1]). Elle fut rapidement adoptée

par la plupart des géologues et géographes travaillant au Maroc et, en 1956, nous avons pu établir une classification locale des formations continentales quaternaires ([2]). Dans ses dernières notes M. Gigout (seul ou en collaboration) développe mes idées et leur apporte des précisions nouvelles ([3]).

Cependant quand il s'agit d'établir des corrélations entre les cycles marins et continentaux successifs, j'obtiens d'autres résultats que ceux de M. Gigout. A mon sens, actuellement, la seule base de comparaison



chronologique au cours du Quaternaire est l'évolution des industries lithiques, dont les étapes sont déjà suffisamment connues. Les phases climatiques que nous nous efforçons de distinguer au Quaternaire sont trop courtes pour qu'on puisse les caractériser par des changements de faunes marines ou de Mammifères. De même, les arguments altimétriques ne présentent pas de garanties suffisantes.

La figure ci-dessus représente, mieux qu'une description, la corrélation imposée par la chronologie des industries lithiques.

Cependant ce chronomètre incomparable n'est utilisable que depuis le Salétien, pluvial caractérisé par l'apparition et l'évolution du Chelléen ([4]). Il est précédé par l'époque de la « Pebble Culture » qui débute déjà au Villafranchien supérieur ([5]). La durée de cette époque est du même ordre que

celle qui sépare le Chelléen (Salétien) de nos jours. En effet, en passant du Quaternaire au Villafranchien on change d'échelle de temps : on passe de la « géologie du Quaternaire » à la géologie tout court. Cette période qui sépare le Quaternaire daté par les industries et le Villafranchien, est encore assez mal connue et donne lieu à des controverses variées. On peut à mon sens la subdiviser en trois parties :

1. *Transgression de la mer de* + 90-100 m correspondant à l'interpluvial anté-günzien (Région de Casablanca, Cap Cantin). — Attribuée jusqu'à présent au Sicilien, elle a été récemment appelée à tort Calabrien, parallélisée avec le Villafranchien supérieur et comparée au golfe calabrien d'Arzew [6]. Or, d'une part, le Calabrien italien fait suite (sauf à Monte Mario) en continuité de sédimentation au Pliocène et date donc du Villafranchien inférieur; d'autre part, le Calabrien d'Oran-Arzew appartient par sa faune (*Libytherium*, *Stylohipparion libycum*, décrits par A. Pomel en 1878) également au Villafranchien inférieur. Rien ne motive donc l'attribution de ce premier terme de l'époque de la « Pebble Culture » à un autre étage que le Sicilien I.

2. *Pluvial moulouyen*, interrompant la grande phase de creusement séparant le Villafranchien du Quaternaire proprement dit. Ses vestiges commencent à être connus dans tout le Maroc : c'est la « 5e terrasse » ou terrasse de 150 m, le « reg le plus ancien » du Sud ou encore le « Villafranchien récent ».

3. Intervalle de temps séparant le Moulouyen du Villafranchien supérieur et correspondant à une *phase d'érosion intense* (interpluvial probable). La répétition cyclique des phénomènes quaternaires implique l'existence d'une transgression marine pendant cette période. Elle n'est pas encore connue sur les côtes marocaines. Il existe bien une surface d'abrasion vers + 200 m, rasant les dunes villafranchiennes consolidées des Haha (renseignement oral de R. Ambroggi), mais aucun dépôt marin n'y est conservé. Il n'est pas impossible que faisant suite à la grande régression villafranchienne, cette avancée transgressive soit restée au large des côtes actuelles; d'autant plus que la grande phase d'exhaussement de la fin du Villafranchien en est sensiblement contemporaine.

Le grand pluvial du Villafranchien supérieur est déjà bien connu. Il lui correspond une formation rouge dont la puissance peut dépasser 100 m. Caractérisée par *Elephas* aff. *meridionalis* et de la « Pebble Culture », elle pourrait être contemporaine de la grande glaciation du Danube [7].

Enfin le Villafranchien inférieur est représenté au Maroc atlantique par la transgression moghrebienne [8] caractérisée par *Anancus osiris*, *Elephas africanavus* et *Stylohipparion libycum*. Par son âge elle correspond exactement au Calabrien italien et au golfe calabrien d'Arzew.

Le Moghrebien débute localement par des lumachelles et mollasses

à ciment de vase rose (faciès Jorf el Yhoudi) qui semblent refléter un climat pluvial sur le continent. On est conduit à le paralléliser avec le refroidissement calabrien de la Méditerranée, provoqué vraisemblablement par la glaciation de la Biber [7]. Le maximum transgressif de cet étage pourrait alors représenter l'interglaciaire Biber-Danube. Il traduirait le réchauffement « émilien » de la Méditerranée.

(1) G. CHOUBERT, *Actes IVe Congrès I. N. Q. U. A.*, 1953, p. 576-590.

(2) G. CHOUBERT, F. JOLY, M. GIGOUT, J. MARÇAIS, J. MARGAT et R. RAYNAL, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 504.

(3) M. GIGOUT, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2404; M. GIGOUT et R. RAYNAL, *Ibid.*, p. 2528.

(4) G. CHOUBERT et J. ROCHE, *Publ. Serv. Antiquités Maroc*, 1955 (sous presse).

(5) C. ARAMBOURG, *C. R. somm. Soc. géol. Fr.*, 1949, p. 120; P. BIBERSON, G. CHOUBERT, A. FAURE-MURET et G. LECOINTRE, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 938.

(6) M. GIGOUT et Y. GOURINARD, *Actes IVe Congrès I. N. Q. U. A.*, 1953, p. 593-599.

(7) I. SCHAEFFER, *Actes IVe Congrès I. N. Q. U. A.*, 1953, p. 910-914.

(8) G. CHOUBERT et R. AMBROGGI, *Notes et Mém. Serv. géol. Maroc*, no 117, 1953, p. 5-53.

GÉOLOGIE. — *Découverte d'un gisement de Mammifères villafranchiens dans le Sud-Tunisien.* Note (*) de M. **ROGER COQUE**, transmise par M. Pierre Pruvost.

Un gisement de Mammifères villafranchiens trouvé dans le Sud-Tunisien permet de préciser la stratigraphie du complexe mio-pliocène. Il autorise à proposer une révision des idées récemment émises sur l'orogénie de l'Atlas méridional en Tunisie.

La réfection d'une source du Nefzaoua (Sud-Tunisien) a révélé l'existence d'un travertin ossifère d'un grand intérêt. L'Aïn Brimba se situe au Nord de la petite oasis de Mansourah, dans le piedmont du revers de la cuesta turonienne du djebel Tebaga (carte de Kebili au 1/100 000e). Elle appartient à un alignement de sources importantes qui jalonnent une faille d'une cinquantaine de mètres de rejet.

La coupe du gisement présente la succession suivante, de haut en bas :

— Quaternaire de source : sables fins, lités, avec minces lentilles de graviers à Mélanies, en ravinement sur les formations sous-jacentes (5 à 6 m);

— Argiles rouge brique, gypseuses (0,20 m);

— Travertin rose à ossements (0,60 m);

— Argiles rouge brique, gypseuses.

L'ensemble repose sur les sables et les argiles du Mio-Pliocène, que l'on voit affleurer dans les oueds les plus profonds de la région.

L'horizon fossilifère est au niveau des captages actuels. Sortis de l'eau, les blocs de travertin durcissent rapidement à l'air. Ils contiennent quelques

dragées de quartz analogues à celles des sables pontiens, des sables et des éléments argileux. Leur richesse en restes de Mammifères est remarquable. Deux éclats de silex très vernissés ont également été trouvés.

Les dents extraites du travertin ont été examinées par le Professeur C. Arambourg, qui a identifié :

— un grand Sivathériné (*Libytherium* ?);

— deux Équidés : genres *Equus* et *Stylohipparion*;

— un Mastodonte (ou *Stegodon* ?);

— plusieurs Antilopes.

Cette faune est caractéristique du Villafranchien inférieur. L'abondance des fossiles, des dents en particulier, permet d'espérer des résultats intéressants d'une exploitation systématique du gisement.

Les conséquences de la découverte sont importantes. Elles précisent la position stratigraphique du complexe désigné comme Mio-Pliocène sur les cartes géologiques. Jusqu'alors, seuls les sables de base étaient bien datés par la faune pontienne trouvée dans le Djerid (Nefta, El Oudiane, El Hamma), et dans le Nefzaoua (Negga) (1). Désormais, le travertin de l'Aïn Brimba permet d'attribuer les faciès terminaux au Villafranchien.

C'est à cette période qu'on devra rapporter les lumachelles et les cailloutis à *Cardium* qui correspondent à la première phase lagunaire des grands chotts. L'absence de coupes n'a pas permis d'observer un passage latéral à la formation fossilifère. Mais les circonstances sont en sa faveur. A l'Aïn Brimba on a effectivement trouvé des blocs de lumachelle dans les déblais provenant du dérochement des émergences. Dans certains oueds voisins, on repère des affleurements de cailloutis consolidés caractéristiques des formations littorales de la lagune, au niveau du travertin ossifère de la source. Dans le Djerid, ces mêmes cailloutis, où les Cardium pullulent par endroits, se placent à la base des puissants conglomérats qui terminent la sédimentation mio-pliocène.

La convergence de ces faits autorise à situer l'ennoyage des chotts au début du Villafranchien. Cette hypothèse ne ferait que préciser, grâce aux documents paléontologiques, la datation déjà proposée à la suite d'observations stratigraphiques et géomorphologiques dans la région (2).

Comme le laissaient déjà pressentir les résultats de ces observations, il faudrait alors réviser les idées récemment émises sur la tectonique du Sud-Tunisien (3). La dernière phase de plissement de l'Atlas méridional ne serait pas acheuléo-moustérienne mais villafranchienne. L'apparition brusque des conglomérats, au-dessus des argiles rouges du mio-pliocène, dans le Djerid, signalerait une intensification du démantèlement des plis liée à l'accentuation de l'effort orogénique. Du fait de leur « coffrage », ces conglomérats eux-mêmes ont été vigoureusement redressés, principalement sur les flancs Sud. Par contre, dans le Nefzaoua incorporé à la

bordure septentrionale de la plate-forme saharienne stable, le cycle sédimentaire mio-pliocène se termine par un Villafranchien subhorizontal, peu épais et moins grossier.

La riche faune villafranchienne fréquentait donc l'Aïn Brimba, sise sur la rive saharienne de la lagune, alors que de puissants épandages commençaient à déverser, sur la rive opposée, un abondant matériel provenant de la destruction des anticlinaux déjà en voie de surrection à l'amont. Le plissement de l'Atlas méridional devait se poursuivre et s'intensifier pendant tout le Villafranchien englobant au fur et à mesure les matériaux déposés dans les piedmonts.

(*) Séance du 9 septembre 1957.

(1) *Monographies du XIXe Congrès Int. Géol.*, Alger, 1952; Ch. Domergue, Ét. Dumon, A. F. de Lapparent et P. Lossel, *Sud et Extrême-Sud Tunisien*, p. 26-27; G. Castany, R. Degallier et Ch. Domergue, *Les grands problèmes d'hydrogéologie de la Tunisie*, p. 107,

(2) R. Coque, *Bulletin Assoc. Géogr. Fr.*, novembre-décembre 1955; G. Castany et R. Coque, *C. R. som. Soc. Géol. Fr.*, no 12, 1956, p. 219-221; R. Coque, *Congrès Int. Géogr. Rio-de-Janeiro*, 1956 (sous presse).

(3) G. Castany, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 1955.

(*Institut des Hautes-Études de Tunis.*)

RADIOGÉOLOGIE. — *Remarques sur la teneur en uranium des eaux des Vosges méridionales.* Note (*) de M. **Georges Jurain**, présentée par M. René Perrin.

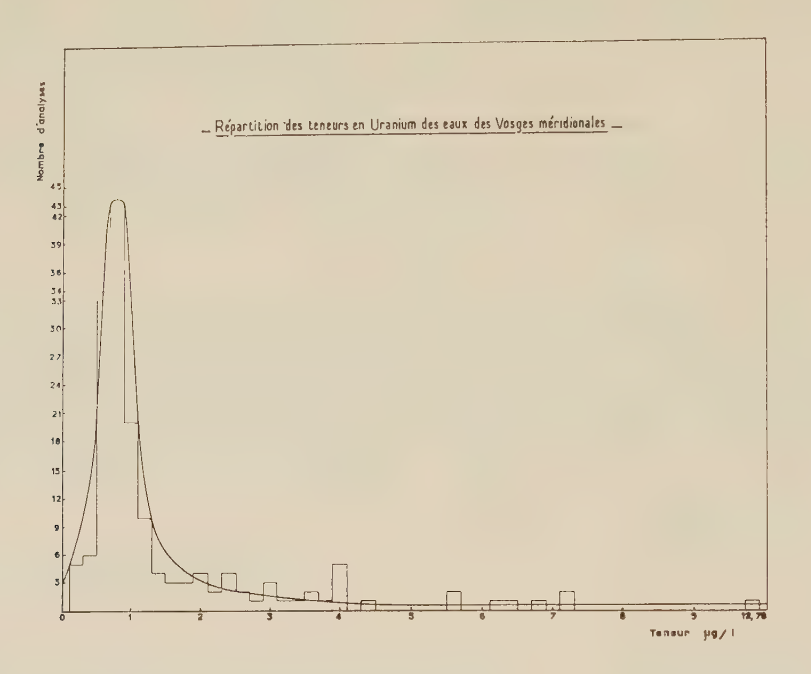
Exposé de résultats obtenus au cours du dosage de l'uranium dans les eaux des Vosges méridionales. L'auteur expose quelques cas particulièrement intéressants. Il semble qu'aucun rapport direct n'existe entre la teneur en uranium et la teneur en radon des eaux étudiées.

Dans le cadre d'un travail de recherche entrepris dans les Vosges méridionales, nous avons été conduit à étudier les teneurs en uranium des eaux froides ou thermales. L'aire étudiée représente grossièrement un quadrilatère ayant pour sommets les points 890-343, 890-325, 912-343, 912-345 Lambert. En outre, des échantillons provenant d'une autre aire délimitée pour des travaux ultérieurs ont été adjoints à ce présent travail.

Le dosage de l'uranium a été fait suivant une méthode déjà signalée, utilisant la concentration par évaporation ou échange d'ions, suivie d'une séparation des ions gênants, et du dosage fluorimétrique (1). Le pH des eaux a été mesuré sur le lieu de prélèvement par un test colorimétrique; les eaux froides sont toujours acides : le pH varie de 5,5 à 6,5 tandis que les eaux thermales ont un pH alcalin variant de 7,2 à 7,8.

Bien que tous les échantillons prélevés dans les cours d'eaux, les sources

et aux griffons des sources thermales n'aient pas encore été tous analysés, les 170 résultats déjà acquis ont permis de tracer la courbe de répartition des teneurs présentée ci-joint.



Analyse des faits. — 1. Cette courbe est caractéristique d'une distribution lognormale. Elle montre un maximum qui se situe à une teneur de 0,8 μg/l. Ceci indique qu'au-delà de la teneur triple : 2,4 μg les teneurs pourront être considérées comme correspondant à des conditions génétiques différentes. Pratiquement, presque toutes les eaux froides analysées ont donné des résultats voisins des nombres cités.

2. Aux environs de 4 μg se groupent les résultats d'un certain nombre d'analyses qui, fait remarquable, correspondent aux teneurs en uranium d'eaux thermales. Celles de Luxeuil (Haute-Saône) se rencontrent ici, ainsi que la source chaude du Reherrey (Vosges). Quelques eaux froides se rencontrent également ici.

3. Les teneurs en uranium des eaux thermales de Bains-les-Bains : en moyenne 7 μg/l et d'une eau froide prélevée dans le travers-banc inférieur de l'ancienne mine de Château-Lambert (prélèvement effectué dans des conditions défavorables : pluies permanentes d'une durée exceptionnellement longue) sont particulièrement élevées et correspondent à des conditions de gisement étudiées par ailleurs.

Examen des cas particuliers. — On connaît le nombre impressionnant de mesures faites à l'électroscope depuis 1900 jusqu'à 1938 pour mesurer la « radioactivité » des eaux, et l'on connaît les teneurs en radon d'un

certain nombre des sources étudiées. Dans le tableau suivant, nous résumons les données relatives aux eaux étudiées dans la région des Vosges ([2]) :

	Rn (mμC/l).	U (μg/l).
Luxeuil (Haute-Saône).		
Martin	6,3	3,9 ± 0,4
Hygie	9,2	4,3 ± 0,4
Bursaux	1,1	4,06 ± 0,4
Bénédictins	1,13	4 ± 0,4
Capucins	2,10	2,62 ± 0,2
Siliceuse	9,50	3,66 ± 0,3
Plombières (Vosges).		
Capucins	13,5	2,4 ± 0,2
Dames	11,47–13,84	3,5 ± 0,3
Vauquelin	9,3 – 9,6	0,71 ± 0,07
Collecteur Romain	8,7 –10,3	2,5 ± 0,02
Robinet Romain	8,8 – 9,5	0,71 ± 0,07
Arcades	6,75 -10,3	0,75 ± 0,06
Bains-les-Bains (Vosges).		
Casquin	10,6	7,68 ± 0,7
Féconde	13,9	7,6 ± 0,7
Robinet de Fer	7,5	5,56 ± 0,5
Artéria	5,5	7,2 ± 0,7
Promenade	7,2	4,4 ± 0,4
Parc	13,8	6,76 ± 0,7
Ballon d'Alsace (Vosges).		
Source de la Savoureuse	63,51	0,35 ± 0,03

L'examen de ce tableau montre qu'il n'existe qu'une liaison très lâche entre la teneur en uranium et l'activité due au radon. Les cas de Bains-les-Bains et du Ballon d'Alsace (altitude de la source, 1200 m; altitude du sommet, 1250 m) sont particulièrement suggestifs. Pour le premier, les teneurs sont de l'ordre de 7 μg d'uranium par litre et la teneur en radon ne dépasse pas 14 mμC/l, tandis que le second révèle une teneur d'uranium de 0,35 ± 0,03 μg/l, alors que son activité est de 63,51 mμC/l ([3]). (Lorsque la sonde d'un compteur $\beta + \gamma$ est plongée dans l'eau, elle « bloque » le compteur.)

Il paraît intéressant de comparer ces données à celles de la source de la Montagne à Chateldon (Puy-de-Dôme). La teneur en uranium en est de 6 μg/l (M. Coulomb, analyste C.E.A.) et la teneur en radon 105,75 mμC/l ([4]).

Conclusion. — L'exposé de ces premiers résultats, assez nombreux pour avoir une signification statistique, démontre l'intérêt du dosage de l'uranium dans les eaux.

La mesure de la teneur en radon de celles-ci, presque uniquement envisagée jusqu'à ce jour en raison de l'emploi médical des eaux radioactives, n'apporte sur le plan radiogéologique que des renseignements exploitables seulement si l'on tient compte de la durée de vie courte de ce gaz (période : 3 285 jours); qui plus est, les données issues de ces mesures semblent souvent indépendantes de la teneur en uranium dans les eaux.

(*) Séance du 16 septembre 1957.

(1) G. JURAIN, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1482.

(2) R. DELABY, G. CHARBONAT et M. JANOT, *Comptes rendus*, **193**, 1931, p. 1434; A. LEPAPE, *Ann. Inst. Hydrologie et de Climatologie*, **2**, 1924, p. 44-60.

(3) La teneur élevée en radon des sources de fracture, situées très près de la crête topographique et une altitude élevée a déjà été signalée en Algérie : M. ROUBAULT, *Comptes rendus*, **203**, 1936, p. 100.

(4) CH. JACQUET, *Bull. Inst. et Obs. Phys. du Globe du Puy-de-Dôme*, **1**, 1919.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Les mares du Sud-Est de Sjaelland* (*Danemark*). Note (*) de M. **André Cailleux**, présentée par M. Jean Piveteau.

Aux Pays-Bas (1), en Belgique (2), aux environs de Paris (3) et de Bordeaux (4) ont été signalées, depuis peu, à la surface des terres, de petites cuvettes, souvent remplies d'eau, et qui marquent peut-être l'emplacement d'anciennes palses ou pingos, loupes de glace qui se seraient formées dans le sol lors de la dernière période glaciaire : la loupe se gonflant, le sol qui la recouvrait fut entraîné à l'entour par solifluxion ou par ruissellement; quand le climat se radoucit, la glace fondit, et à sa place il reste aujourd'hui une cuvette.

Un survol du Danemark m'ayant montré des mares analogues dans l'île de Sjaelland, j'en ai fait l'étude au sol. Sur presque toute l'étendue de la feuille Store Heddinge au 1/40 000e, elles sont figurées à raison de 1 à 16 au kilomètre carré, la moyenne étant de 5 à 6. Les 33 mares et cuvettes que j'ai étudiées, à l'Ouest de Haarlev et au Sud de Köge, présentent les caractères suivants :

	Min.	Méd.	Max.
Longueur } mesurées au niveau du plateau (en m)...	10	20	35
Largeur } mesurées au niveau du plateau (en m)...	6	15	25
Profondeur (en m) : (z plateau — z plan d'eau)....	0,3	1,0	2,5
Pentes du bord (en degrés sexagésimaux)................	5	50	60

41 % des cuvettes sont rondes ou ovales, 59 % ont des côtés un peu rectilignes, mais des angles émoussés; parmi celles-ci, le contour général

se rapproche d'un trapèze (22 % des cas), d'un rectangle (7 %) ou d'un triangle (15 %). Les pentes des bords sont fortes, plus de 40° dans 75 % des cas. Les pentes faibles, 5 à 10°, sont surtout le fait de dépressions sèches, anciennes mares estompées par l'Homme, et aujourd'hui traversées par les champs; ces dépressions estompées sont toujours rondes ou ovales.

Le 28 avril 1957, 88 % des cuvettes étaient remplies d'eau, 30 % montraient quelques empreintes de pas de bestiaux, 6 % portaient ou avaient porté une pompe, 85 % étaient dans des champs, 15 % dans des prés, 73 % étaient bordées de quelques arbres (saules, frênes, etc.).

Ces mares ne paraissent pas avoir retenu l'attention des auteurs récents, qui signalent seulement dans la région quelques lacs glaciaires (sölle) et des marnières ([5]). Des 33 mares observées, aucune ne m'a montré de marne. Toutes, sans exception, sont entaillées dans l'argile morainique à rares blocaux, datant de la dernière glaciation, postérieure au stade F des géologues danois. Cette argile, à consistance de limon, ne renferme ici, pas de morceaux de craie, ou moins de 1 ‰. Sa teneur en calcaire, mesurée dans une mare de Haarlev, est de 18 %, à peine supérieure à celle du sol (7 % à Roskilde); elle n'aurait pu fournir qu'un mauvais amendement, alors que la craie, qui forme le sous-sol de la région, en fournit un bien meilleur, avec 90 à 99 % de calcaire. Effectivement, c'est la craie que j'ai vu utiliser comme amendement dans la région.

Dans les mares, l'argile est trop impure pour avoir pu servir directement de terre à brique. 77 % des mares sont au beau milieu des champs ou des prés, sans voie d'accès, et les pentes des bords, dépassant 40°, empêcheraient toute sortie de tombereau : les mares sont naturelles. Leur forme régulière, leurs faibles dimensions et profondeur les opposent aux carrières de craie et de calcaire des environs. Loin d'avoir été creusées par l'Homme, elles le gênent dans ses cultures, et il les supprime soit en les arasant, soit en les remblayant (40 % des cas). Dans 10 % des mares, la façon culturale provoque par places une saillie de 20 cm au-dessus de la plaine d'alentour. Une bonne part des contours rectilignes s'explique par l'action de l'Homme, la ligne droite facilitant le labour; mais une autre part est peut-être originelle, comme dans certains laquets périglaciaires d'Amérique du Nord.

Le creusement des mares étant naturel, à quel genre d'action l'attribuer ? On ne peut songer à des dolines ni à d'autres phénomènes karstiques, car les falaises verticales, à l'Est de la presqu'île, sur 15 km de long, n'en présentent pas trace, et montrent au contraire « la structure régulière du sous-sol préquaternaire » ([6]). De même, dans l'île de Moen voisine, les dépressions fermées ne seraient pas dues à la dissolution ([6]). Par ailleurs, sur Sjaelland, les dépressions fermées glaciaires sont fréquentes, et beaucoup paraissent dues à la fonte de culots de glace morte de glacier ([5]), autrement dit sont des sölles; mais elles se distinguent des petites mares

par leur taille bien plus grande (100 à 500 m), par leurs pentes plus faibles (0 à 10°) et par le fait que des mares y sont entaillées. Reste, pour les mares, l'hypothèse d'anciennes pingos, ou loupes de glace au sol. Elle seule paraît pouvoir expliquer la remarquable analogie de formes entre les mares ou lacs de régions par ailleurs aussi différentes que le Bordelais, la Brie, l'Ardenne belge, les Pays-Bas et le Danemark.

S'il en est bien ainsi, les mares danoises viendraient s'ajouter aux autres actions périglaciaires déjà signalées dans les îles danoises ([7]) et aux belles cryoturbations récemment découvertes non loin de là, en Scanie ([8]). Enfin elles apportent dans l'étude du périglaciaire, un élément de datation précieux; elles sont ici postérieures au stade F, ou Daniglacial, dont elles recoupent la moraine de fond, donc à l'an 11 000 av. J. C. ([9]). Et je n'en ai pas trouvé trace en Suède moyenne, aux environs de Stockholm et d'Upsala, d'où le glacier s'est retiré aux environs de — 7 000; le climat était alors devenu doux, et leur formation avait cessé.

(*) Séance du 19 août 1957.

([1]) G. C. Maarleveld et J. C. Van den Toorn, *Kon. Ned. Aardr. Gen.*, 72, n° 4, 1955.

([2]) A. Pissart, *Ann. Soc. Géol. Belg.*, 79, 1955-1956, p. 119-131.

([3]) A. Cailleux, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1912.

([4]) M. Boyé, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1058.

([5]) V. Milthers, *Dansk. Geol. Unders.*, Kortbladene Faxe og Stevnsklint, 1908, p. 3, 270 et 275; V. Nordmann et coll., *Dansk. Geol. Unders.*, 5, 4, 1928, p. 167 et 199 sq.

([6]) *Dansk. Geol. Unders.*, 5, 5, 1928, Livret-guide, p. 4, 18 et 19.

([7]) A. Cailleux, *Mém. Soc. Géol. Fr.*, n. s., 21, 46, 1942, p. 72, 83 et 86.

([8]) Gunnar Johnsson, *Glacialmorfologiska studier i södra Sverige*, Lund, 1956.

([9]) Ebba de Geer, *Geol. För. For.*, 79, 1, 1957, p. 93-100.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Nutrition azotée de* Colletotrichum oligochætum *Cav.* Note de M. **André Touzé**, présentée par M. Raoul Combes.

Pour l'édification de son mycélium, *Colletotrichum oligochætum* peut emprunter l'azote à des substances très variées telles que les sels ammoniacaux, les amides, l'acide urique, les uréides, etc. En particulier, le développement du champignon sur l'acide uroxanique nous a permis de préciser le mécanisme de l'utilisation de cet uréide.

Colletotrichum oligochætum et *Colletotrichum lindemuthianum* sont les agents des anthracnoses du melon et du haricot, maladies parasitaires très répandues dans la région du Sud-Ouest. Nous nous sommes proposé, afin d'essayer de dégager les relations physiologiques entre l'hôte et le parasite, d'étudier parallèlement le métabolisme de ces deux champignons imparfaits. Dans cette Note, nous n'envisagerons que la nutrition azotée de *Colletotrichum oligochætum* ([1]).

Les cultures ont été effectuées à l'étuve à 25° sur un milieu de base renfermant par litre : glucose, 20 g; PO_4KH_2, 2 g; SO_4Mg, 7 H_2O, 1 g; Fe^{+++}, 0,2 mg; Zn^{++}, 0,2 mg; Mn^{+++}, 0,1 mg; thiamine, 100 μg; biotine, 5 μg. Les composés azotés, ajoutés à ce milieu, apportaient uniformément 0,42 g d'azote par litre. Dans le cas où ces composés, trop fragiles, risquaient d'être altérés par passage à l'autoclave, nous avons opéré de la façon suivante : la substance azotée, préalablement pesée, était exposée aux ultraviolets pendant 1 h et ajoutée aseptiquement au milieu de base autoclavé 15 mn à 115-120°. Cette méthode nous a donné d'excellents résultats, le nombre des infections a été très limité.

Afin de dégager le mécanisme d'utilisation des substances azotées, nous avons cherché à mettre en évidence les enzymes pouvant intervenir dans leur dégradation. Pour cela, les mycéliums, récoltés après des temps de culture variables, lavés dix fois à l'eau distillée, essorés sur entonnoir en verre fritté G4, étaient séchés sous vide en présence de chlorure de calcium, puis pulvérisés au broyeur Dangoumaud.

Azote ammoniacal. — *C. oligochætum* a la possibilité d'édifier son mycélium à partir des sels d'ammonium (nitrate, tartrate) comme seules sources d'azote.

Azote amidé. — L'azote amidé : urée, asparagine, glutamine, est utilisé par *C. oligochætum* après transformation préalable en ammoniaque; en effet, à partir des mycéliums obtenus sur ces différents composés, nous avons pu mettre en évidence les enzymes, uréase, asparaginase, glutaminase, qui dégradent les amides correspondantes en libérant l'azote ammoniacal.

Azote uréidique. — L'allantoïne, l'acide allantoïque, l'acide uroxanique sont de bonnes sources d'azote pour *C. oligochætum*.

L'étude des propriétés enzymatiques du mycélium obtenu sur allantoïne montre qu'il renferme de l'allantoïnase, de l'allantoïcase, de l'uréase; avant d'entrer dans le cycle des synthèses, l'allantoïne est donc dégradée jusqu'au stade de l'ammoniaque. Par contre, les dérivés méthylés de l'allantoïne : homoallantoïne, 3-méthylallantoïne, ne permettent plus le développement du champignon. Il faut admettre que ce dernier est incapable de synthétiser l'enzyme nécessaire à la dégradation de ces substances. Comme l'a montré A. Brunel ([2]), l'utilisation de l'azote organique présente une certaine spécificité quant à la structure de la substance introduite dans le milieu de culture.

L'acide allantoïque est très bien assimilé; le mycélium présente les enzymes allantoïcase et uréase; mais on ne peut affirmer que l'utilisation de cet uréide se fait uniquement par voie enzymatique, car en milieu acide (le pH du milieu de culture se situe vers pH 6,2), ce composé se scinde partiellement en urée et acide glyoxylique.

Enfin, l'acide uroxanique, ajouté au milieu de base sous forme d'uroxanate de potassium, permet un très bon développement du mycélium.

Selon A. Brunel (²), la dégradation de l'acide uroxanique peut s'effectuer de deux façons différentes qui aboutissent toutes deux à l'acide glyoxylique.

1° Hydrolyse de l'acide uroxanique, suivie d'une décarboxylation de l'acide mésoxalique formé.

$$\begin{array}{l} H_2N-CO-NH \\ H_2N-CO-NH \end{array} \!\!>\! C \!<\!\! \begin{array}{l} COOH \\ COOH \end{array} \xrightarrow{H_2O} 2\,OC\!<\!\! \begin{array}{l} NH_2 \\ NH_2 \end{array} + OC\!<\!\! \begin{array}{l} COOH \\ COOH \end{array} \xrightarrow{-CO_2} \begin{array}{c} CHO \\ | \\ COOH \end{array}$$

2° Décarboxylation de l'acide uroxanique suivie d'une hydrolyse de l'acide allantoïque en urée et acide glyoxylique.

$$\begin{array}{l} H_2N-CO-NH \\ H_2N-CO-NH \end{array} \!\!>\! C \!<\!\! \begin{array}{l} COOH \\ COOH \end{array} \xrightarrow{-CO_2} \begin{array}{l} H_2N-CO-NH \\ H_2N-CO-NH \end{array} \!\!>\! CH-COOH$$

$$\xrightarrow{+H_2O} 2\,OC\!<\!\! \begin{array}{l} NH_2 \\ NH_2 \end{array} + \begin{array}{c} CHO \\ | \\ COOH \end{array}$$

Nous sommes en droit de penser que l'utilisation de cet uréide se fait par la deuxième voie. En effet, une solution d'uroxanate placée à l'appareil de Warburg à pH 6,3 (pH identique à celui du milieu) se décarboxyle spontanément en donnant naissance à l'acide allantoïque. Dans le milieu de culture, l'acide uroxanique subit une hydrolyse chimique et le champignon utilise l'acide allantoïque formé. La présence d'allantoïcase dans le mycélium renforce encore cette hypothèse.

Azote purique. — *C. oligochætum* cultivé sur guanine et acide urique donne un mycélium abondant. Théoriquement, la dégradation de l'acide urique peut se faire soit par la voie de l'allantoïne, soit par celle de l'acide uroxanique.

$$\begin{array}{l} NH-CO \\ |\quad\quad | \\ CO\quad C-NH \\ |\quad\quad \| \\ NH-C-NH \end{array} \!\!>\! CO \rightarrow \begin{array}{c} COOH \\ | \\ NH-C-NH \\ |\quad\;\; |\quad\;\; | \\ CO\quad\;\; CO \\ |\quad\;\; |\quad\;\; | \\ NH-C-NH \\ | \\ OH \end{array} - \!\!<\!\! \begin{array}{l} \xrightarrow{\text{bases}} \overset{\text{Acide uroxanique.}}{\begin{array}{l} H_2N-CO-NH \\ H_2N-CO-NH \end{array} \!\!>\! C \!<\!\! \begin{array}{l} COOH \\ COOH \end{array}} \\ \xrightarrow[\text{acides}]{} \underset{\text{Allantoïne.}}{H_2N-CO-NH-\begin{array}{c} CH-NH \\ | \\ CO-NH \end{array}\!\!>\! CO} \end{array}$$

L'impossibilité, d'une part, de caractériser un enzyme capable de scinder l'acide uroxanique et la présence, d'autre part, de l'uricase, de l'allantoïnase, de l'allantoïcase et de l'uréase, dans le mycélium, montre que l'utilisation de la molécule urique doit passer par la voie de l'allantoïne.

Azote pyrimidique et autres formes d'azote. — Sur des composés tels que l'uracile, la thymine, l'acide barbiturique, l'alloxane, le développement mycélien est très faible : des essais de caractérisation enzymatique sont restés sans résultats.

En résumé, *C. oligochætum* montre une très grande plasticité en ce qui concerne la nutrition azotée. Le mycélium renferme ou élabore les enzymes nécessaires à la transformation de nombreuses substances organiques : amides, uréides, composés uriques, etc. Il est intéressant de signaler ici que les teneurs en enzyme sont en général faibles, comme l'indiquent les mesures d'activité enzymatique que nous avons effectuées.

Par contre, l'utilisation de l'acide uroxanique ne nécessite pas d'intervention enzymatique.

Enfin, l'azote iminé sous forme de carbonate de guanidine constitue une excellente source d'azote pour *C. oligochætum*; nous envisagerons plus particulièrement l'utilisation de ce composé dans une publication ultérieure.

(1) La souche de *Colletotrichum oligochætum* Cav. provenait du Centraal Bureau voor Schimmelcultures de Baarn.

(2) *Bull. Soc. Chim. biol.*, 21, 1939, p. 390-406.

NEUROPHYSIOLOGIE. — *Pointes et potentiels positifs du soma neuronique en fonction de la température.* Note de M. **Nicolas Chalazonitis** et Mme **Angélique Arvanitaki-Chalazonitis**, présentée par M. Albert Policard.

La comparaison des coefficients de température et des optima thermiques des différentes caractéristiques de la pointe et du potentiel positif, du soma autoactif d'*Aplysia*, permet : *a.* d'apparenter les mécanismes des potentiels positifs et de la phase d'hyperpolarisation consécutive à la pointe; *b.* de relever la température comme moyen possible d'isoler potentiels positifs ou pointes.

Les potentiels des somata à autoactivité mixte [pointes et potentiels positifs (1), (2)], furent enregistrés, dans l'air, à différentes températures, entre 8 et 26° C. On étudia ainsi, par dérivation endocytaire, les variations du potentiel de repos; de la fréquence propre des pointes et de celle des potentiels positifs; de l'amplitude et des constantes de temps des phases caractéristiques des deux activités.

Potentiel de repos. — On convient de considérer comme tel, pour le soma autoactif, la différence de potentiel extérieur-intérieur, au moment où, la pente de dépolarisation, entre l'hyperpolarisation (h) et la genèse de la pointe consécutive, passe par un minimum. Ce potentiel croît avec la température (+ 5 mV par 10°, en moyenne) entre 8 et 23°.

Potentiel de pointe. — Son amplitude, maximum aux basses températures, diminue avec la température croissante, faiblement d'abord (— 2 mV par 10°, en moyenne), entre 8 et 20°, étant alors de l'ordre de 90 mV, beaucoup plus sensiblement aux températures plus élevées.

L'amplitude de la phase d'hyperpolarisation consécutive à la pointe (*ih*, *fig.* 1) croît au contraire avec la température, atteignant un maximum entre 18 et 21°. Après cet optimum thermique, elle décroît rapidement.

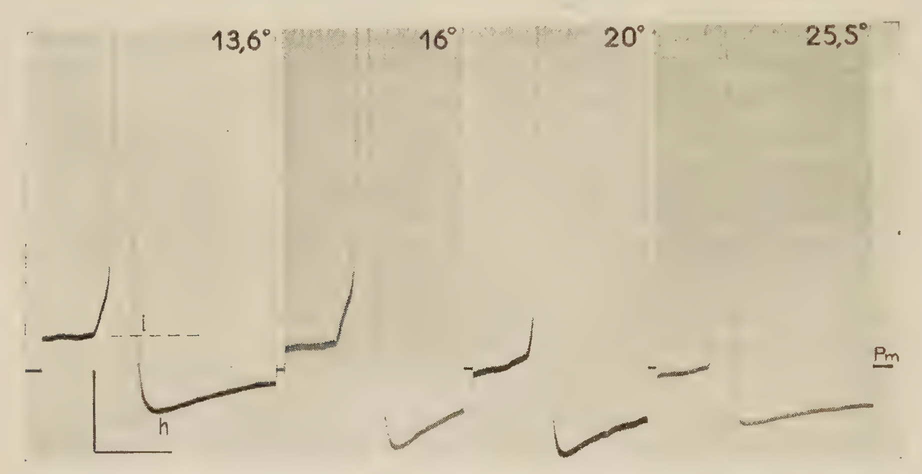


Fig. 1. — Potentiels de pointe et phases d'hyperpolarisation consécutive, à différentes températures. L'horizontale P*m* réfère au potentiel de repos, à 18°C. Pour chaque figure, l'enregistrement fut découpé au temps où l'hyperpolarisation a régressé du tiers de sa valeur, *ih*, atteinte au maximum. Aux basses températures, se détache à la base de la pointe, un potentiel parcellaire négatif initial. Échelles : 15 mV ; 15 ms.

La pente moyenne de la phase ascendante (rapport : amplitude maximum de la pointe/temps pour l'atteindre) croît avec $Q_{10} = 1,9$ entre 10 et 25° C.

La pente moyenne de la phase descendante (rapport : différence de potentiel entre le maximum de la pointe et celui de l'hyperpolarisation/temps entre les deux maxima) croît avec $Q_{10} = 4,3$ entre 10 et 15° et $Q_{10} = 3,2$ entre 15 et 20°.

La rapidité avec laquelle se développe la redépolarisation immédiatement après le maximum *h* de l'hyperpolarisation (inverse du temps pour que celle-ci régresse des 2/3 du maximum qu'elle avait atteint), croît avec $Q_{10} = 4$ entre 10 et 15°, atteint un maximum entre 18 et 21°, puis décroît.

La fréquence propre d'émission des pointes (nombre de périodes exemptes de potentiels positifs, par seconde), croît avec $Q_{10} = 3,5$, atteint un maximum à 18-21°, puis décroît rapidement. Elle apparaît bien être conditionnée par la rapidité avec laquelle régresse l'hyperpolarisation consécutive à la pointe.

Potentiel positif. — Son amplitude croît entre 10 et 20°, atteint un maximum à 18-21°, puis décroît avec la température croissante.

La pente de la surpolarisation (rapport : amplitude/temps pour l'atteindre) croît avec $Q_{10} = 4,5$ entre 10 et 15° et $Q_{10} = 2$ entre 15 et 20°.

La rapidité de la redépolarisation (inverse du temps pour que le déplacement positif régresse des 2/3° du maximum qu'il avait atteint) croît avec $Q_{10} = 6$ entre 10 et 15° et $Q_{10} = 3$ entre 15 et 20°. Elle atteint un maximum entre 22 et 24°.

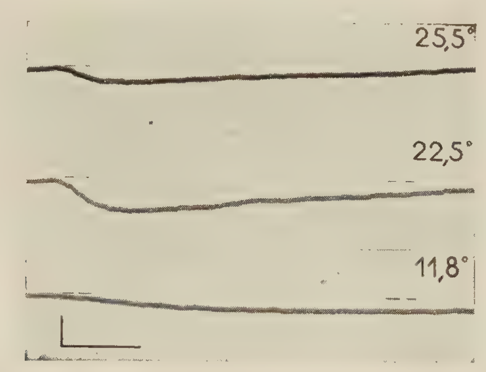


Fig. 2. — Potentiels positifs à différentes températures. Échelles : 5 mV ; 50 ms.

Il n'est possible d'estimer une fréquence propre d'émission des potentiels positifs qu'entre 21 et 24°. La période propre en est alors de l'ordre de 200 ms (égale ou inférieure à celle de la pointe qui, ayant dépassé son optimum thermique, croît maintenant avec la température). Au-dessus de 25°, le potentiel positif dépassera à son tour son optimum, sa période croîtra avec un coefficient supérieur à celui de la pointe et il ne pourra à nouveau se réitérer libre.

Un double intérêt se dégage des résultats de l'analyse thermique : D'une part, la similitude des coefficients de température caractéristiques du potentiel positif et de l'hyperpolarisation consécutive à la pointe tend à apparenter ces deux composantes de l'activité. Leurs communs mécanismes d'électrogenèse se différencieraient de ceux de la phase négative de la pointe, dont les coefficients de température sont inférieurs. D'autre part, du fait de l'optimum thermique de la fréquence des potentiels positifs supérieur à celui des pointes, se définit un intervalle de températures où la réitération des potentiels positifs purs et en conséquence l'arrêt d'émission de pointes, devient probable.

(1) A. Arvanitaki-Chalazonitis et N. Chalazonitis, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 445.

(2) A. Arvanitaki-Chalazonitis et N. Chalazonitis, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1029.

ENTOMOLOGIE. — *Étude physique de la conservation de la gelée royale brute.* Note (*) de M. **Charles Goillot**, transmise par M. Pierre-P. Grassé.

Maints essais ont été tentés par divers auteurs ([1]), ([2]) pour élever sans l'aide des ouvrières, *in vitro*, des larves de reine d'*Apis mellifica*, et sont restés infructueux. Récemment N. Weaver ([3]) réussit cet élevage de l'œuf à l'adulte parfait, lorsque *l'âge* de la gelée prélevée dans les cellules royales et donnée en nourriture aux larves, *n'excédait pas* 2 h.

Signalons aussi l'irrégularité, au premier abord déconcertante, des résultats obtenus au début de l'emploi de la gelée sur le matériel vivant ([4]).

En marge d'un précédent travail ([5]) qui esquissait une étude physique de la gelée royale et principalement de « ses solutions » aqueuses, nous avions remarqué que les caractéristiques électriques (conductivité) de la gelée royale très fraîche changeaient au cours des deux premières semaines et qu'il convenait pour obtenir des nombres valables de ne travailler que sur les échantillons de récolte récente.

Le présent travail s'intéresse plus particulièrement à la substance brute, telle qu'elle est déposée dans les cellules des futures reines, et en étudie la stabilité dans le temps (vieillissement) par mesures d'une caractéristique physique, la conductivité électrique.

Prélèvement. — Nous avons opéré au Paradou (Bouches-du-Rhône) (novembre 1956) et à Bures-sur-Yvette (Seine-et-Oise) (juillet et août 1957); les prélèvements étaient faits à la spatule de verres, sans racler les cellules, sur larves de trois jours et sur un lot homogène de colonies nous avons introduit sans délais chaque échantillon :

— partie dans une cuve conductimétrique (cellule Phillips P. R. 9512.01) hermétiquement close;

— partie, conservée comme témoin, dans un petit vase hermétique. Ces deux parties étant conservées strictement dans les mêmes conditions physiques.

Les précautions d'usage ont été prises en ce qui concerne le maniement de la gelée en vue des mesures conductimétriques :

— agitation minimum;

— absence de bulle dans la masse de la gelée et éventuellement dégazage sous vide.

Conservation. — La cellule conductimétrique est, après remplissage, mise à baigner dans un bain d'huile de paraffine où plonge un thermomètre à résistance de platine. La constante de temps de cet ensemble est de 10 mn. Il est aussitôt introduit dans un bain de glace agitée et y est conservé 2 000 h.

Ces 2 000 h écoulées, l'échantillon est successivement amené à des températures de plus en plus basses (jusqu'à —20° C) et de plus en plus élevées

(jusqu'à 50° C), avec retours intermédiaires à 0° C (glace fondante) afin de contrôler la non-destruction de la substance en ce qui concerne la conductivité.

Un échantillon (Paradou, 17 novembre 1956) a été suivi conductimétriquement du 17 novembre 1956 au 18 juillet 1957 (huit mois).

D'autres échantillons (Bures-sur-Yvette) ont été suivis environ deux semaines à 0 et 30° C afin de vérifier la reproductibilité des résultats obtenus.

Mesures. — Le thermomètre à résistance de platine permet : soit la mesure de la température du bain, soit son enregistrement.

La conductivité de la gelée contenue dans la cuve est mesurée au pont de Kohlrausch, 1 000 Hz par méthode de zéro (acoustique ou optique).

On n'a tenu compte des valeurs obtenues que lorsque la température du bain était stable depuis au minimum 2 h.

RÉSULTATS. — I. *Vieillissement.* — Si l'on considère, dans ces conditions, la variation de la conductivité χ avec le temps t à température θ constante (ou après correction de température), comme critère de modifications intimes de la gelée, $(\partial\chi/\partial t)\theta$ s'identifiant alors à une évolution (vitesse de transformation), on constate :

1° que la gelée n'est stable : $(\partial\chi/\partial t)\theta = 0$ que pendant au *maximum* 20 h pour une température de conservation comprise entre 0 et + 30° C. Cette stabilité n'est pas apparue plus durable à 0 qu'à 30° C (période A).

Les caractéristiques de ce temps de latence seront précisées ultérieurement d'après des travaux actuellement en cours.

2° Vient ensuite une période B de « vieillissement » intense $(\partial\chi/\partial t)\theta > 0$ dont la durée varie avec la température à laquelle est conservé l'échantillon, de l'ordre de 400 h avec

$$\left(\frac{\partial\chi}{\partial t}\right)_0 = (2,2 \pm 0,7).10^{-6} \qquad \text{pour} \quad \theta = 0^\circ\text{C à environ 60 h}$$

avec

$$\left(\frac{\partial\chi}{\partial t}\right)_{30} = 70.10^{-6} \qquad \text{pour} \quad \theta = 30^\circ\text{C}.$$

Les valeurs numériques moyennes de $(\partial\chi/\partial t)\theta$ maximum sont données en $[\Omega.\text{cm}.\text{h}]^{-1}$ à titre indicatif; elles ont été obtenues sur trois échantillons.

Nous avons jusqu'à présent, décelé trois phases successives au cours de cette période qui se révèle complexe (étude en cours).

3° Suit une période C de « vieillissement » très lent où la conductivité croissante, tend vers une limite. Nous n'avons plus noté pendant le huitième mois de variation significative de χ alors mesuré à $d\chi/\chi = \pm 2.10^{-4}$.

Au fur et à mesure que l'on s'approche de la limite, la gelée devient de moins en moins sensible aux chocs thermiques et le retour à χ_0 (conductivité à 0° C) se fait avec fidélité après des refroidissements atteignant − 20° C ou des rechauffements jusqu'à + 50° C, d'une durée de l'ordre de 2 h.

L'ensemble des périodes A, B, C constitue graphiquement une courbe d'équilibre dont les paramètres seront précisés après une étude systématique du phénomène.

II. *Effet d'électrode* (6), (7). — Afin d'éliminer cette importante source d'artefacts les deux procédés suivants ont été indifféremment employés :

1° mesure extemporanée de la conductivité sur le demi-échantillon n'ayant jamais été au contact avec les électrodes platinées : sa conductivité est, au même moment, la même que celle du demi-échantillon en cellule ;

2° remplacement des électrodes propres fraîchement platinées dans la cellule contenant la gelée au stade C aucune nouvelle variation de χ n'est enregistrée. Le « vieillissement » est donc bien propre à la gelée.

CONCLUSION. — La gelée royale est une substance labile. Le présent travail s'intéresse aux remaniements ioniques spontanés du produit, à 0 et 30° C. Cette labilité pourrait expliquer les insuccès ou irrégularités rencontrées par les auteurs (1), (2), (3), (4) dans l'emploi de la gelée pour l'élevage des larves.

N. B. — Les résultats relatifs aux caractéristiques physiques publiées antérieurement par nous sont relatifs à des gelées au stade C. Il est possible que la dispersion des valeurs spécifiques de χ par exemple soit due à l'état plus ou moins avancé du vieillissement C. En effet, à l'époque où ce travail (5) a été entrepris l'âge des gelées toujours supérieur à deux semaines n'était pas contrôlé précisément. La température de conservation n'était jamais inférieure à 0° C.

(1) N. W. RHEIN, *Wilhelm Roux'Arch, Entwicklungsmech. Organ.*, 129, 1933, p. 601.
(2) C. G. BUTLER, *The world of Honeybee*, Macmillan, New York, 1955.
(3) *Science*, 121, 1955, p. 509-510.
(4) R. CHAUVIN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1920.
(5) C. GOILLOT, *L'apiculteur* (Section scientifique), février-mars 1956.
(6) F. KOHLRAUSCH, *Ann. Phys. Chem.*, 26, n° 10, 1885, p. 161-226.
(7) L. DE BROUCKERE, *J. Chim. phys.*, 25, 1928, p. 294-299.

(*Station de recherches apicoles, Bures-sur-Yvette, Seine-et-Oise.*)

BIOLOGIE. — *Apparition du glycogène en culture* in vitro *de foie larvaire d'Amphibien.* Note (*) de M. **ANDRÉ BEAUMONT**, présentée par M. Robert Courrier.

Généralisation, à six autres espèces d'Amphibiens Anoures, des résultats antérieurement acquis chez le Discoglosse, concernant la possibilité d'une accumulation de glycogène dans des explants de foie larvaire en milieu anhormonal.

Dans une publication antérieure (1), nous avons montré que des explants de foie de Discoglosse prélevés chez des larves encore pourvues de leurs branchies externes, accumulent du glycogène en milieu synthétique

glucosé. Ceci démontre que la cellule hépatique de cet Anoure peut se charger de glycogène en dehors de toute stimulation hormonale, et confirme les résultats obtenus chez cette même espèce après hypophysectomie, pancréatectomie, blocage thyroïdien et injection de glucose [2].

Partant de ces constatations, il était intéressant d'étendre ces recherches à d'autres espèces d'Amphibiens, de tenter d'obtenir un dépôt glycogénique à partir d'autres substances que le glucose, enfin de faire agir *in vitro* certaines hormones déjà étudiées *in vivo* [3].

Matériel et techniques. — Sept espèces d'Amphibiens Anoures ont été utilisées : *Discoglossus pictus* Otth, *Rana temporaria* L., *Bufo bufo* L., *Bombina variegata* L., *Alytes obstetricans* Laur., *Xenopus lævis* Daudin, et une espèce malgache : *Mantella aurantiaca* Mocquard. Les cultures sont faites en milieu liquide selon une technique indiquée dans une publication antérieure [1]. Les différents produits étudiés sont additionnés au milieu de culture au moment de l'explantation. Les explants sont fixés au bout de 24 h, et le glycogène décelé histochimiquement par la technique de Hotchkiss-Mac Manus après contrôle salivaire.

Résultats. — Quatre séries expérimentales ont été réalisées, dont les résultats sont consignés dans le tableau ci-après.

1. *Hexoses.* — *Glucose.* — Les résultats antérieurement acquis chez le Discoglosse [1] ont été étendus avec le même succès aux cinq autres espèces étudiées. En outre, nous avons pu montrer l'extrême précocité d'apparition du glycogène dans ces conditions, qui n'est limitée que par la disparition du « glycogène vitellin » toujours présent dans la plupart des tissus de l'embryon d'Amphibien (foie, pronéphros, paroi du tube digestif, tégument) aux stades précoces de l'ontogénèse.

Lévulose. — Le remplacement du glucose par le lévulose conduit à des résultats toujours positifs.

2. *Certains produits intermédiaires du métabolisme glucidique* ont été utilisés. Les résultats les plus nets sont obtenus avec le pyruvate qui permet un dépôt intense et rapide. Le lactate donne toujours des résultats positifs, alors que l'acétate ne permet que des dépôts très faibles, voire pratiquement nuls.

3. *Acides aminés.* — L'alanine et la cystéine sont glycogénoformateurs de façon constante chez le Discoglosse, alors que le glycocolle donne des résultats non significatifs en raison du mauvais état des cultures.

4. *Thyroxine et cortisone.* — Quelle que soit la concentration utilisée, nous n'avons pu provoquer de dépôt glycogénique *in vitro* avec la thyroxine. Ce résultat s'oppose à ceux obtenus par M. Fontes et M. Aron [9] *in vivo*. Toutefois, reprenant les expériences de ces auteurs il nous a été impossible de retrouver leurs résultats. Il semble donc que la thyroxine

soit incapable, aussi bien *in vivo* que *in vitro*, de faire apparaître précocement du glycogène dans le foie des larves d'Amphibiens.

Dans les mêmes conditions et à des concentrations variant de 1 à 10 mg par litre, la cortisone se montre inactive. Mais des résultats nettement positifs ont été obtenus à partir de larves de même âge, préalablement soumises au froid (4° C) pendant une semaine, et chez lesquelles nous avons trouvé une hypertrophie très nette du cortex surrénal.

Produit étudié.	Concentration (‰).	Espèce étudiée.	Stade de la culture.	Résultat.
Glucose	0,01 à 1	*Discoglossus pictus*	27 de L. Gallien et C. Houillon [4]	+
		Rana temporaria	17-18 de F. Kopsch [5]	+
		Bufo bufo	III_{8-9} de R. Cambar et J. D. Gipouloux [6]	+
		Bombina variegata	0 de A. C. Taylor et J. J. Kollros [7]	+
		Xenopus lævis	45 de P. D. Nieuwkoop et J. Faber [8]	+
		Alytes obstetricans	0 de Taylor et Kollros	+
		Mantella aurantiaca	0 de Taylor et Kollros	+
Lévulose	1	*Discoglossus pictus*	32 (G. et H.)	+
		Rana temporaria	0 (T. et K.)	+
Pyruvate de Na	1	*Discoglossus pictus*	30-31 (G. et H.)	+
Lactate de Na	1	» »	»	+
Acétate de Na	1	» »	»	±
Glycocolle	1	*Bufo bufo*	III (T. et K.)	—
		Rana temporaria	18 (K.)	±
Alanine	1	*Bufo bufo*	III_{8-9} (C. et G.)	+
Cystéine	1	» »	0 (T. et K.)	+
Tyroxine	0,01 à 1 mg/l	*Rana temporaria*	0 (T. et K.)	—
		Bufo bufo	III_7 (C. et G.)	—
		Discoglossus pictus	32 (G. et H.)	—
Acétate de cortisone	1 à 10 mg/l	*Rana temporaria*	0 (T. et K.)	—
		Bufo bufo	III_7 (C. et G.)	—
		Rana temporaria soumis au froid	0 (T. et K.)	+
		Bufo bufo soumis au froid	III_7 (C. et G.)	+

Conclusion. — Le foie des larves d'Amphibiens étudiés accumule du glycogène en milieu synthétique à partir de glucose, de lévulose, de certains produits intermédiaires du métabolisme des glucides et de certains acides aminés. La thyroxine ne semble jouer aucun rôle dans ce stockage. La cortisone, au contraire, peut intervenir. Mais le fait essentiel reste la possibilité, pour la cellule hépatique des Amphibiens, de se charger en glycogène en l'absence de toute hormone.

(*) Séance du 29 juillet 1957.
(1) A. Beaumont, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 676.
(2) A. Beaumont, *C. R. Soc. Biol.*, **148**, 1954. p. 29.
(3) A. Beaumont, *C. R. Soc. Biol.*, **149**, 1955, p. 1734.
(4) *Bull. Biol.*, **85**, 1951, p. 373.
(5) *Die Entwicklung des braunen Grasfrosches Rana fusca Roesel*, Stuttgart, 1952.
(6) *Bnll. Biol.*, **90**, 1956, p. 198.
(7) *Anat. Rec.*, **94**, 1946, p. 7.
(8) *Normal table of Xenopus lævis*, Uttrecht, 1956.
(9) *C. R. Soc. Biol.*, **102**, 1929, p. 679.

BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *La métamorphose se produit, chez* Bombyx mori, *après suppression, au dernier stade larvaire, des relations nerveuses entre cérébroïdes et corps allates, ceux-ci restant longtemps imprégnés de neurosécrétion*. Note (*) de M. **Jean-Jacques Bounhiol**, transmise par M. Maurice Caullery.

A la suite d'expériences de transplantation (1), (2), il a été admis que les corps allates (*C. A.*) d'un ver à soie cessaient leur activité juvénilisante au cours du dernier âge larvaire.

Des observations histologiques (3) amenèrent à penser que cette cessation était contemporaine de l'apparition dans le *C. A.* d'une neurosécrétion provenant des cellules de la *pars intercerebralis*.

En isolant les *C. A.* des cérébroïdes, était-il possible de prolonger leur activité juvénilisante ?

Les expériences rapportées ici ont été réalisées, au cours de l'été et de l'automne des deux années passées, sur des vers de la race *Gubbio*, provenant de cinq élevages différents, de façon à réduire les réactions dues à des facteurs fortuits, intrinsèques ou extrinsèques. L'âge des opérés s'échelonnait de 1 à 13 jours après la dernière mue (*DM*).

Résultats expérimentaux. — En 1955, sur 45 opérés s'étant alimentés après l'opération ou n'ayant pas eu besoin de le faire du fait de leur âge assez avancé, 15 sont devenus chrysalides. Un certain nombre d'opérés moururent de grasserie, du fait des facteurs climatiques et de l'irrégularité obligatoire de leur alimentation post-opératoire.

En 1956, sur 50 opérés de même catégorie, 29 se chrysalidèrent; il n'y eut que deux ou trois cas de mort attribuables à la maladie.

En éliminant, dans les deux séries, les sujets morts de maladie, dont beaucoup, ayant vigoureusement mangé, auraient dû fournir des chrysalides et en augmenter le pourcentage, on trouve des proportions très voisines : 3/5e à 2/3.

Les « témoins chirurgicaux » fournirent 3/4 de chrysalides, proportion

relativement modeste, parce que cette catégorie comprend, en plus d'opérations simulées, des opérations « ratées » où les lésions sont plus étendues.

La conservation de la trachéisation du *C. A.* et, peut-être parfois de filets nerveux satellites autres que le tractus cérébro-cardiaco-allate paraît plutôt favoriser la chrysalidation que la gêner.

Les opérations unilatérales (25 cas supplémentaires) ont été suivies de nymphose dans les 4/5ᵉ des cas.

Quant à l'avenir lointain des opérés, la moitié seulement des chrysalides obtenues après opération bilatérale, ont donné des Papillons, tandis que la proportion est des 2/3 pour les chrysalides des témoins chirurgicaux et des 3/4 pour les chrysalides issues d'opérés unilatéralement.

La difficulté des nymphes à devenir Papillons n'est pas due au fait que le *C. A.* déconnecté reprend une activité juvénilisante trop tard pour pouvoir gêner la mue nymphale, mais assez tôt pour gêner la mue imaginale; en effet : que les vers aient été opérés jeunes, ou, au contraire, opérés mûrs, la proportion des nymphes obtenues est la même et la proportion des imagos issus de ces nymphes est beaucoup plus forte dans le cas des vers opérés jeunes (3/5ᵉ en 1955, 5/6ᵉ en 1956).

Par conséquent : les corps allates, après rupture de leurs relations nerveuses avec les corps cardiopharyngiens et les cérébroïdes, ne récupèrent pas une activité pædotrope, juvénilisante, qui paraît rester arrêtée ou neutralisée.

Les *constatations histologiques* sont tout à fait en accord avec cette conclusion et, par suite, amènent à reconsidérer la chronologie neurosécrétoire établie sur coupes en 1953.

Les *C. A.* des opérés fixés vivants à l'état de chenille, contiennent des amas de substance colorable en bleu-noir par la méthode de Gomori à l'hématoxyline-chromique-phloxine. On en retrouve même dans les *C. A.* d'opérés fixés 24 h après leur mort apparente. Ces dépôts, surtout périphériques, sous-capsulaires, s'observent, que le ver ait été opéré 1, 3, 5 ou 6 jours après la dernière mue.

Bien plus, on en trouve des traces appréciables dans le *C. A.* de quelques-uns des opérés devenus Papillons, parfois 20 à 30 jours après l'opération qui devait arrêter son adduction. Dans un cas, le Papillon était issu d'un ver opéré 2 jours et demi après *DM*, âge auquel la neurosécrétion n'aurait pas encore dû cheminer des cérébroïdes vers les corps allates.

Chez les opérés unilatéralement, la substance Gomori-colorable persiste en général, un peu plus abondamment dans le *C. A.* normal que dans le *C. A.* déconnecté.

La substance Gomori-colorable ne s'accumule de façon frappante, ni dans les moignons des nerfs coupés, ni dans les corps cardiopharyngiens, organes dont il sera parlé ultérieurement.

En résumé, contrairement à ce qui paraissait ressortir d'examens histologiques antérieurs, les corps allates peuvent contenir, *très précocement* (dans un cas d'opération avant la *DM*, l'imprégnation du *C. A.* était déjà accomplie) la substance colorable par l'hématoxyline-chromique-phloxine (Gomori), dont on voit des images d'élaboration dans les cellules neurosécrétrices de la *pars intercerebralis*.

Cette substance, dont les *C. A.* n'ont été approvisionnés, du fait de la déconnection, que pendant peu de temps, semble *retenue énergiquement* par ces organes dont elle ne s'élimine que très lentement.

C'est peut-être l'existence précoce et la persistance de cette substance qui permettent à la majorité des vers dont les corps allates sont déconnectés, de se métamorphoser.

(*) Séance du 16 septembre 1957.

(1) J. J. Bounhiol, *Bull. Biol. Fr. Belg.*, suppl. 24, 1938.

(2) Fukuda, *J. Fac. Sc. Tokyo, Imp. Univ.* Sect. IV, 6, part 4, 1944, p. 477-532.

(3) Arvy, Bounhiol et Gabé, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 627.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Sur l'excrétion biliaire d'un sulfoconjugué de la 3 : 5 : 3'-triiodo-L-thyronine* (T_3) *après administration de cette hormone au Rat*. Note (*) de MM. **Jean Roche**, **Raymond Michel**, Mmes **Odette Michel** et **Nicole Etling**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

La nature d'un des métabolites de T_3 présents dans la bile et le plasma (1), (2) est encore inconnue; or, comme le dérivé acétique de T_3 subit une sulfoconjugaison hépatique (3), il nous a paru possible qu'il en soit de même de son précurseur et nous avons poursuivi des recherches en vue de l'établir.

Nos expériences ont comporté l'administration au Rat de T_3 marqué en 3' par ^{131}I, soit seul, soit avec du sulfate de sodium marqué par ^{35}S, après un prétraitement de 12 jours avec celui-ci. Nous avons mis à profit l'identification de ^{131}I et de ^{35}S dans les produits du fractionnement chromatographique de la bile sur papier Whatman n° 1 pour y repérer un constituant iodé et soufré, dont nous avons comparé les caractères chromatographiques avec ceux de l'ester sulfurique de T_3 (T_3S) préparé par synthèse.

Trois rats ♂ (250 g) thyroïdectomisés ont reçu en injection sous-cutanée 0,7 µg de T_3 marqué par ^{131}I (17 µc) et trois autres 1,6 µg de T_3 (16 µc) après administration de 0,2 mc de SO_4Na_2 marqué par ^{35}S réparti en 12 injections quotidiennes préalables. La bile a été recueillie dans les 7 h suivantes (tube de polythène à demeure dans le canal cholédoque) et rassemblée en un seul échantillon par lot d'animaux. L'individualisation par chromatographie des corps marqués présents dans diverses taches est opérée par mesure

au compteur cloche des radioactivités relatives de ^{35}S et de ^{131}I, avec ou sans écran d'aluminium.

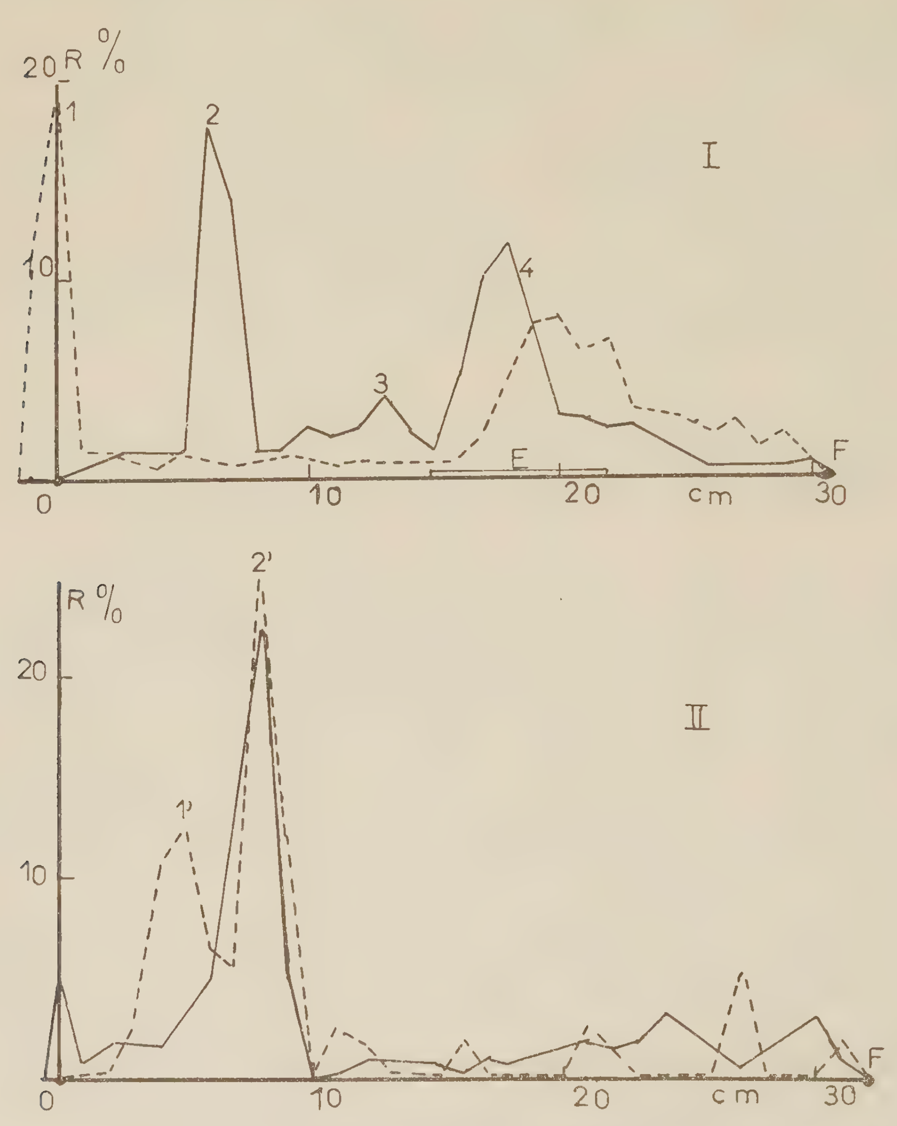


Fig. 1. — Radiochromatogramme des constituants iodés (trait plein) et soufrés (trait discontinu) de la bile de rats traités par T_3.

I. Chromatographie en collidine aqueuse en atmosphère NH_3 de la bile totale. Constituant 1 = SO_4^{--}, 2 = glycuroconjugué, 3 = acide pyruvique dérivé de T_3, 4 = tache complexe. E = bande éluée.

II. Chromatographie en *n*-butanol ammoniacal de l'éluat E. 1' = corps soufré; 2' = corps soufré et iodé. Abscisses : longueur en centimètres. Ordonnées : pourcentage de la radioactivité R. O, origine. F, front.

Après injection de T_3, la chromatographie monodimensionnelle (collidine aqueuse en atmosphère NH_3) de la bile décèle plusieurs constituants, dont le dérivé pyruvique et le glycuroconjugué de T_3 identifiés précédemment (4), et

une large tache radioactive complexe, de R_f compris entre 0,50 et 0,70. L'analyse chromatographique de l'éluat (n-butanol saturé par NH_4OH 2 N) révèle la présence de deux produits marqués principaux correspondant, l'un à T_3)$R_f = 0,60$), l'autre ($R_f = 0,26$) à un corps inconnu. Le R_f de ce dernier est égal à 0,21 en n-pentanol ammoniacal et à 0,62 en n-butanol-acide acétique, ce qui permet de le différencier des iodures ($R_f = 0,20$ dans le second solvant).

Un radiochromatogramme préparatif (collidine aqueuse NH_3) (*fig.* 1, I) a été réalisé dans la deuxième série d'expériences. Il traduit la présence de plusieurs constituants radioactifs : 1 correspond à SO_4^{--} marqué par ^{35}S; 2 est le glycuroconjugué de T_3, 3 l'acide triiodothyropyruvique; la tache du corps 4, qui renferme à la fois ^{131}I et ^{35}S, a été éluée par n-butanol saturé d'eau, et l'éluat E rechromatographié en n-butanol ammoniacal. Le radiochromatogramme obtenu dans ce milieu (*fig.* 1, II) a révélé l'existence de deux principaux corps ; 1′ renfermant surtout ^{35}S et 2′ où ^{131}I et ^{35}S sont présents dans un rapport pratiquement constant sur toute l'étendue de la tache correspondante. Le R_f de 2′, égal à 0,25, est identique à celui du produit repéré dans l'expérience précédente. 2′ renfermant du soufre et de l'iode, nous avons comparé son R_f avec celui de l'ester sulfurique de T_3 préparé par synthèse. Celle-ci a été réalisée par action de SO_4H_2 sur T_3, suivant un procédé analogue à celui décrit pour la préparation de l'ester sulfurique de la tyrosine ([5]), ([6]). Le R_f du produit pur en butanol ammoniacal est de 0,26, comme celui du produit biliaire 2′ soufré et iodé. Il est également identique à celui du métabolite inconnu de T_3 signalé dans le sang et désigné sous le nom de corps S ([1]) ou de corps X ([2]).

Conclusion. — Une partie de la 3:5:3′-triiodothyronine injectée au Rat thyroïdectomisé est excrétée par la bile à l'état de dérivé iodé et soufré paraissant être le sulfoconjugué de cette hormone. Un métabolite inconnu de T_3 antérieurement individualisé dans le sang peut être identifié au même dérivé.

(*) Séance du 16 septembre 1957.

([1]) J. Roche, O. Michel, R. Michel et J. Tata, *Biochim. Biophys. Acta*, 13, 1954, p. 471.

([2]) J. Gross, D. F. Ford, S. Symchowicz et J. H. Horton, *Colloquia on endocrinology*, 11, 1957, p. 182.

([3]) J. Roche et R. Michel, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 748.

([4]) J. Roche, R. Michel et J. Tata, *Biochim. Biophys. Acta*, 15, 1954, p. 500.

([5]) H. C. Reiz, R. E. Ferrel, H. Fraenkel Conrat et H. S. Olcott, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 1024.

([6]) H. H. Tallan, S. T. Bella, W. H. Stein et S. Moore, *J. biol. Chem.*, 217, 1955, p. 703.

CANCÉROLOGIE. — *Sur un mécanisme de l'augmentation de l'activité de composés cancérogènes par certains substituants fluorés et alcoylés.* Note de Mme **Marthe Arcos** et M. **Joseph Arcos**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

On a montré dans des travaux récents ([1]), ([2]) qu'en bon accord avec des prédictions théoriques ([3]), des changements irréversibles ont lieu dans la conformation structurale de l'édifice protéinique des microsomes, au cours de la cancérogénèse chimique. En partant de ces études et celles de Buu-Hoï sur le rôle des forces de valence secondaires ([4]), une hypothèse de travail est développée sur l'influence des substituants.

1. On sait que l'activité cancérogène du 4-diméthylaminoazobenzène (DAB) (I, II) sur le foie du Rat peut subir des changements considérables selon la nature et la position du substituant introduit dans la molécule. Par exemple, la fluorination en 4′ (III), 4′-5′ et 2′-4′-6′ fait approxima-

C_6H_5—N=N—C_6H_4—$N(CH_3)_2$ ↔ $\ominus$$C_6H_5$=N—N=$C_6H_4$=$\overset{\oplus}{N}(CH_3)_2$ ↔ ...

(I) (II)

tivement doubler l'activité du DAB ([5]). D'autre part, un analogue hétérocyclique, la pyridine-4-azo-*p*-diméthylaniline, légèrement moins active que le DAB, devient très active par oxydation de l'azote hétérocyclique ([6]) [un tel N-oxyde correspond à un analogue structural d'un DAB 4′-substitué (IV)]. Enfin, on observe également une importante augmentation de l'activité par éthyl-substitution en 4′ (V) ([5]).

2. L'augmentation de l'activité, par introduction d'un atome de fluor sur le carbone terminal d'un système à double liaisons conjuguées, a été également observée dans d'autres séries d'amines aromatiques cancérogènes [couples *p*-aminobiphényle et dérivé 4′-fluoré ([7]) et 2-aminofluorène et dérivé 7-fluoré ([8])]. De plus, trois cas sont déjà connus où la substitution *p′* ou *p* fait apparaître l'activité dans des structures cancérophiles mais inactives : le *p*-aminoazobenzène pratiquement inactif devient très actif par fluorosubstitution en 4′ ([9]), le *p*-diéthylaminoazobenzène inactif, devient très actif par introduction d'un groupe N-oxyde intracyclique en 4′ (IV) ([10]), et enfin, le biphényle inactif gagne une trace d'activité par fluorosubstitution en 4 ([11]).

3. Cheesman a attribué l'action inhibitrice, sur les tumeurs par *p*-diméthylaminostilbène (DAS) et par certains de ses dérivés, à l'établissement de liaisons transversales entre les éléments structuraux des protéines cellulaires ([12]) : à l'aide d'une balance pour couches monomoléculaires,

il a montré qu'une corrélation existe entre l'inhibition des tumeurs et l'action tannante de ces composés sur des couches monomoléculaires de globine. Rappelons que l'inhibition par ces composés de la division cellulaire est en relation avec la fragmentation des chromosomes. Cependant l'action tannante, aussi bien que la fragmentation chromosomique, impliquent la présence d'au moins deux sites d'interaction dans le DAS.

La théorie de la résonance suggère que des formules limites dipolaires du type quinonoïde *p-p′* ont également une certaine participation. Bien que les calculs théoriques indiquent que cette participation serait faible dans des molécules *isolées*, il est concevable que l'interaction avec des groupes polaires sur les protéines tend à stabiliser de telles structures. Ainsi, des liaisons électrovalentes seraient établies à la fonction amine et à la position 4′ ([12]).

4. On sait que le fluor occupe une position unique parmi les halogènes, dans le sens qu'il contracte aisément des liaisons hydrogène. De même, l'activité plus élevée des *p′*-N-oxydes des analogues hétérocycliques du DAB peut être interprétée par le pouvoir de l'atome O en *p′*, de former des liaisons hydrogène avec un groupe fonctionnel d'une protéine cellulaire.

En adaptant l'interprétation de Cheesman, la forme active par exemple du DAB serait la formule limite résonante II. Ainsi, toute substitution augmentant la participation de structures du type II accroîtra l'activité, et inversement. Des substituants en *p′*, n'augmentant pas la participation de II, mais capables de renforcer cependant par des forces de valence secondaire l'interaction dipolaire labile et de participation fractionnaire accroîtront également l'activité. C'est ce qu'on observe en effet, car

—F, (III)   N → O (IV)   et   —C_2H_5 (V).

sont plus actifs que

[⊖] (VI)

Il est cependant raisonnable de penser que des effets stériques peuvent limiter l'influence favorable des substituants en *p′*. Ainsi on peut s'attendre à ce que l'activité cancérogène d'un DAB 4′-alkylé décroisse après avoir dépassé une certaine longueur optimale de la chaîne. De même, le caractère hydrophile semble également jouer comme facteur limitant de l'activité. On explique ainsi le rétablissement de l'activité de certains dérivés hydroxylés inactifs du DAB et des hydrocarbures polycycliques, par méthylation des hydroxyles. L'absence de co-association des groupes méthoxy avec les molécules d'eau diminue, en effet, le caractère hydrophile.

5. *En conclusion*, l'aptitude des positions *p* et *p'*, ou des positions correspondantes, de contracter des liaisons fortes de valence secondaire paraît être un facteur structural de première importance dans l'activité cancérogène. Cette manière de voir est, en quelque sorte, une forme explicite du « principe para » introduit par H. Druckrey [13], puis N. P. Buu-Hoï [14].

Une des conséquences de cette hypothèse serait que l'existence d'un système ininterrompu de doubles liaisons conjuguées n'est nécessaire pour l'activité que dans les composés ne portant pas de substituants favorisants en *p'*. De même, le groupe amine serait substituable, sans perte totale de l'activité, par d'autres donneurs d'électrons n'augmentant cependant pas l'hydrosolubilité du composé, tels que CH_3O— ou F— par suite de son effet isomère.

Enfin, la participation importante des liaisons de valence secondaire expliquerait également la nécessité de la coplanéité moléculaire. En effet, la non-planéité d'une part augmentera la distance à travers laquelle les forces d'attraction devront opérer, et d'autre part, elle diminuera la participation de la formule limite quinonoïde *p-p'*.

(1) J. C. Arcos et M. Arcos, *Naturwiss.*, 44, 1957, p. 332.
(2) J. C. Arcos et M. Arcos, *Biochim. Biophys. Acta* (sous presse).
(3) J. C. Arcos et M. Arcos, *Rev. Fermentations*, 11, 1956, p. 127.
(4) N. P. Buu-Hoï, *Acta Un. Intern. Cancer*, 7, 1950, p. 68.
(5) J. A. Miller, E. C. Miller et G. C. Finger, *Cancer Res.*, 17, 1957, p. 387.
(6) E. V. Brown et coll., *Cancer Res.*, 14, 1954, p. 22.
(7) J. A. Henry et coll., *Nature*, 175, 1955, p. 1131.
(8) J. A. Miller et coll., *Cancer Res.*, 15, 1955, p. 188.
(9) J. A. Miller et E. C. Miller, *Cancer Res.*, 12, 1952, p. 283.
(10) Ellis V. Brown, communication personnelle.
(11) E. C. Miller et coll., *Cancer Res.*, 16, 1956, p. 525.
(12) D. F. Cheesman, *Biochem. J.*, 56, fasc. 13, 1954.
(13) *Arzneimittelforsch.*, 2, 1952, p. 503.
(14) *Arzneimittelforsch.*, 4, 1954, p. 531.

La séance est levée à 15 h 30 m.

L. B.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 3 juin 1957.)

Note présentée le 27 mai 1957, de M. *André Durif*, Sur quelques composés isomorphes de l'eulytine :

Page 2815, 15e ligne, *au lieu de* $T_d^6 - 1\bar{4}3\,d$, *lire* $T_d^6 - I\bar{4}3\,d$.

» » 16e ligne, *au lieu de* $a = 12\,274$, *lire* $a = 10{,}274$, et *au lieu de* $a = 10\,298$, *lire* $a = 10{,}298$.

Page 1815, 18e à 22e lignes, *l'ensemble des formules doit être disposé comme suit :*

	(0, 0, 0); (1/2, 1/2, 1/2) +
12 Si en (*a*)	3/8, 0, 1/4; 1/8, 0, 3/4; ↺
16 Bi en (*c*)	x, x, x; $1/2 + x, 1/2 - x, \bar{x}$; ↺
	$1/4 + x, 1/4 + x, 1/4 + x$; $3/4 + x, 1/4 - x, 3/4 - x$; ↺
	avec $x = 0{,}0835$
48 O en (*e*)	x, y, z; $1/2 + x, 1/2 - y, \bar{z}$; $\bar{x}, 1/2 + y, 1/2 - z$; ↺
	$1/2 - x, \bar{y}, 1/2 + z$; $1/4 + y, 1/4 + x, 1/4 + z$; $3/4 + y, 1/4 - x, 3/4 - z$; ↺
	$3/4 - y, 3/4 + x, 1/4 - z$; $1/4 - y, 3/4 - x, 3/4 + z$; ↺
	avec $x = -0{,}035$, $y = 0{,}125$, $z = 0{,}284$.

Page 2815, dernière ligne, *au lieu de* $Z = 4U_x = 1\,166\,6$ Å^3, *lire* $Z = 4$, $U_x = 1\,166{,}6$ Å^3.

(*Comptes rendus* du 1er juillet 1957.)

Note présentée le 24 juin 1957, de M. *Constantin Corduneanu*, Systèmes différentiels admettant des solutions bornées :

Page 21, 20e ligne, *au lieu de* $\partial f_i/\partial y_n$, *lire* $\partial f_i/\partial y_i$.

» », 24e ligne, *au lieu de*

$$0 < m \frac{\partial f_i}{\partial y_i} \leq M, \tag{B}$$

lire

$$0 < m \leq \frac{\partial f_i}{\partial y_i} \leq M. \tag{B}$$

Page 21, entre les 30e et 31e lignes, il faut placer la ligne suivante :

$$K \leq mH. \tag{2}$$

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances d'août 1957.

(*Suite.*)

Extraits de *The Physical Review*, Vol. 53, n° 12, 1938; *Excitation of Nuclei by Bombardment with Charged Particles*, by Victor Weisskopf. Vol. 56, 1939 : *On the Self-Energy and the Electromagnetic Field of the Electron*, by Victor Weisskopf. Vol. 59, n° 3, 1941 : *Note on the Radiation Properties of Heavy Nuclei*, by Victor Weisskopf. Vol. 71, n° 3, 1947 : *On the Scattering and Absorption of Particles by Atomic Nuclei*, by Herman Feshbach, D. C. Peaslee, Victor Weisskopf. Vol. 71, n° 5, 1947 : *The Decay of Negative Mesotrons in Matter*, by E. Fermi, E. Teller, Victor Weisskopf. Vol. 72, n° 6, 1947 : *On the Production Process of Mesons*, by Victor Weisskopf. Vol. 72, n° 10, 1947 : *Measurement of Transport and Inelastic Scattering Cross Sections for Fast Neutrons. I. Method*, by H. H. Barschall, J. H. Manley, Victor Weisskopf. Vol. 75, n° 8, 1949 : *The Electromagnetic Shift of Energy Levels*, by J. B. French, Victor Weisskopf. Vol. 76, n° 11, 1949 : *A Schematic Theory of Nuclear Cross Sections*, by Herman Feschbach, Victor Weisskopf. Vol. 77, n° 1, 1950 : *The Influence of Nuclear Structure on the Hyperfine Structure of Heavy Elements*, by Aage Bohr, Victor Weisskopf. Vol. 77, n° 3, 1950 : *Theory of Impurity Scattering in Semi-conductors*, by E. Conwell, Victor Weisskopf. Vol. 83, n° 5, 1951 : *Radiative Transition Probabilities in Nuclei*, by Victor Weisskopf. Vol. 90, n° 1, 1953 : *The Formation of a Compound Nucleus in Neutron Reactions*, by Herman Feshbach, Charles E. Porter, Victor Weisskopf. Vol. 94, n° 2, 1954 : *The Scattering of Electromagnetic Waves by Turbulent Atmospheric Fluctuations*, by F. Villars, Victor Weisskopf. Vol. 96, n° 2, 1954 : *Model for Nuclear Reactions with Neutrons*, by Herman Feshbach, Charles E. Porter, Victor Weisskopf; 15 fasc. ou feuilles 27 cm.

On the Theory of the Electric Resistance of Metals, by Victor F. Weisskopf, in *American Journal of Physics*. Vol. 11, n° 1, 1943; 1 fasc. 27 cm.

Extraits de *Review of Modern Physics*. Vol. 17, nos 2 et 3, 1945 : *On the Shape of Collision-Broadened Lines*, by J. H. Van Vleck, Victor F. Weisskopf. Vol. 21, n° 2, 1949 : *Recent developments in the Theory of the Electron*, by Victor F. Weisskopf; 2 fasc. dont 1 multicopié, 27 cm.

Extraits de *Science*. Vol. 113, n° 2926, 1951 : *Nuclear Model*, by Victor Weisskopf. Vol. 123, n° 3193, 1956 : *George Placzek, Theoretical Physicist*, by Victor F. Weisskopf. Vol. 125, n° 3249, 1957 : *Fall of Parity. Recent Discoveries related to Symmetry of Laws of Nature*, by L. S. Rodberg, Victor F. Weisskopf; 2 feuilles et 1 fasc. 26 cm.

(*à suivre*)